PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1911. Redaktionsschluß für No. 13 am 15. Juni 1911. 12. Jahrgang.

INHALT:

Emil Bose. S. 465.

Originalmitteilungen:

F. Hauser, Wirkung von elektrischen und magnetischen Feldern auf die Selbstaufladung von Polonium und über die Durchdringungsfähigkeit der δ-Strahlen. S. 466.

W. S. Titow, Beitrag zu der Radiumemanationsgehaltsbestimmung durch Ionisationsströme. S. 476.

Chr. Ries, Die Ursache der Lichtempfindlichkeit des Selens. I. S. 480.

A. van den Broek, Das Mendelejeffsche „kubische" periodische System der Elemente und die Einordnung der Radioelemente in dieses System. S. 490.

Th. Wulf, Über die Radioaktivität als allgemeine Eigenschaft der Körper. S. 497.

F. Grünbaum, Über einige ideelle Versuche zum Relativitätsprinzip. S. 500.

A. Einstein, Zum Ehrenfestschen Paradoxon. S. 509.

T. Krawetz, Über einen möglichen Unterschied zwischen Emissions- und Absorptionsspektren. S. 510.

H. Lunelund, Über das Verhalten des Trabanten —0,121 Å.-E. der Quecksilberlinie 5790 Å.-E. im magnetischen Felde. S. 511.

Fr. Engeßer, Die Knickfestigkeit gerader Stäbe. S. 512.

Tagesereignisse. S. 512.

Personalien. S. 512.

Emil Bose.

Am 25. Mai 1911 brachte der Telegraph die Nachricht, daß Emil Bose im 37. Lebensjahre nach kurzer schwerer Krankheit gestorben sei, bald nachdem das von ihm erdachte und eingerichtete Physikalische Institut der Universität La Plata seiner Bestimmung übergeben worden war. Wir beklagen es als eine besondere Tücke des Schicksals, daß der Tod hier wieder einmal einen wertvollen Menschen gerade in dem Augenblicke vernichtet, wo er die Saat seines arbeits- und entsagungsreichen ersten Menschenalters zu ernten sich anschickte.

Als Bose Anfang 1909 den Ruf an die Universität La Plata erhielt, da ergriff ihn sein begeisterungsfähiger Sinn als eine große Mission der geliebten Wissenschaft: „Ziehet hin in alle Welt und lehret alle Völker!" Und mit einer aufopfernden Hingabe, die nur zu wenig mit den Kräften seines zarten Körpers haushalten mochte, hat er diese Mission in Angriff genommen. In der kurzen Zeit von zwei Jahren schuf er nicht nur seinem speziellen Fache die tragfähigen Grundlagen des Gedeihens, sondern er wurde auch alsbald der Organisationsmittelpunkt der aufstrebenden südamerikanischen Kulturstätte überhaupt. Eine Reihe von glücklichen Berufungen vorwiegend deutscher Gelehrter nach La Plata trägt deutlich den Stempel eines von ihm inspirierten weitausschauenden Geistes. In einem Briefe vom 17. April 1911 schreibt er noch: „Im übrigen dehnt sich das deutsche Element in erfreulichster Weise hier an der Universität aus und wir haben große Pläne". — Er sollte sie nicht mehr verwirklichen helfen.

Porträt auf besonderer Tafel (VI).

Von April 1904 bis zu seiner Abreise nach La Plata hat Bose die Redaktion der Physikalischen Zeitschrift geführt. Sie hat die Eigenschaften, deren freier Entfaltung das segensreiche Wirken in der neuen Heimat entwuchs, in reichem Maße an sich selbst erfahren. Als er die Redaktion der Zeitschrift übernahm, hatte ihr Schiff die Riffe und Strudel der ersten schweren Jahre zwar schon hinter sich und sicheres, ruhiges Fahrwasser gewonnen. Aber auch bei der Fahrt auf dem freien Ozean braucht es einen ganzen Mann, ein großes Schiff zu steuern. Bose besaß die Eigenschaften, die ihn dazu befähigten: als Gelehrter war er ausgestattet mit einem breiten, auf das Wesentliche und Wichtige gerichteten Wissen, in eigener Forschungsarbeit wohl bewährt; als Mensch eine gefestigte und doch liebenswürdig bescheidene Persönlichkeit, von sicherem Taktgefühl, geachtet von allen, die ihm näher traten; beides zu einer Einheit verschmolzen in dem Feuer einer heiligen Begeisterung für seinen wissenschaftlichen Beruf, gegen die unsachliche und selbstsüchtige Motive niemals Gewalt gewinnen konnten.

Es wird der Physikalischen Zeitschrift eine treue Pflicht sein, der schlichten und lauteren Persönlichkeit Boses und seinem Wirken demnächst in einem ausführlichen Nachruf ein Denkmal zu setzen. Schon heute aber war es uns Bedürfnis, zugleich mit der äußeren Gestalt des so früh Dahingegangenen den Dank und die Anerkennung zurückzurufen, die die Physikalische Zeitschrift ihm immer bewahren wird.

H. Th. S.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Wirkung von elektrischen und magnetischen Feldern auf die Selbstaufladung von Polonium und über die Durchdringungsfähigkeit der δ-Strahlen.

Von Fr. Hauser.

I. Man sollte erwarten, daß eine gut isolierte, mit Polonium überzogene Platte infolge der Aussendung der positiv geladenen α-Teilchen selbst eine —-Ladung annimmt. Dieses ist jedoch bekanntlich nicht der Fall, da, wie J. J. Thomson und andere gezeigt haben, außer den +-Strahlen auch —-Teilchen (sogenannte δ-Strahlen) in überwiegender Zahl gleichzeitig ausgesandt werden, weswegen sich die Platte tatsächlich positiv oder ein ihr gegenüber angebrachter Auffänger negativ auflädt[1]).

Zweck der vorliegenden Untersuchung war zunächst, den Potentialunterschied zu bestimmen, der nötig ist, um die δ-Teilchen zu einer mit Polonium bedeckten Platte zurückzubringen und dadurch weitere Aufschlüsse über die Natur dieser Strahlen zu gewinnen. Zu diesem Zwecke wurde die positive Selbstaufladegeschwindigkeit, welche, wie nachgewiesen wurde, ein genaues Maß für die Zahl der ausgesandten δ-Teilchen ist, in ihrer Abhängigkeit von elektrischen Feldern verschiedener Stärke und Richtung gemessen. Im weiteren wurde auch eine Untersuchung der Durchdringungsfähigkeit der δ-Strahlen sowie eine Bestimmung der Zahl der pro α-Teilchen ausgehenden δ-Strahlen durchgeführt. Endlich wurde auch nachgewiesen, daß die bei Anwendung starker Magnetfelder auf der Poloniumplatte sich einstellende —-Selbstaufladung[2]) entgegengesetzt gleich ist der durch die α-Teilchen wegtransportierten +-Ladung.

Die Versuche wurden anläßlich meiner Doktorarbeit[3]) mit den drei dort verwendeten und näher beschriebenen Apparaten durchgeführt. Eine Skizze von dem hier am meisten verwendeten Apparate ist in Fig. 1 zu sehen.

Das an beiden Enden offene Glasgefäß (g) war mit feinmaschigem Messingdrahtnetz (n), das durch einen eingeschmolzenen Platindraht (d) mit der Erde verbunden war, ausgekleidet. Verschlossen wurde es durch aufgekittete Messingdeckel (m), in denen Bernsteinstopfen (s) eingekittet waren. Durch diese führten die leitenden Träger zu der polonisierten Platte (a, Durchmesser 2 cm) und zu dem sie kästchenförmig umschließenden Auffänger (b, Durchmesser 3,9 cm, Höhe 2,5 cm). Sowohl Auffänger als auch Platte konnten an das Elektrometer angeschlossen oder geerdet werden; auch ließen sie sich leicht aus dem Apparat entfernen. Der Abstand zwischen den beiden ließ sich verändern; für gewöhnlich betrug er 1 cm. Alle Metallteile waren aus Messing. Als Kitt wurde bei diesem sowie bei den beiden anderen Apparaten Picein verwendet.

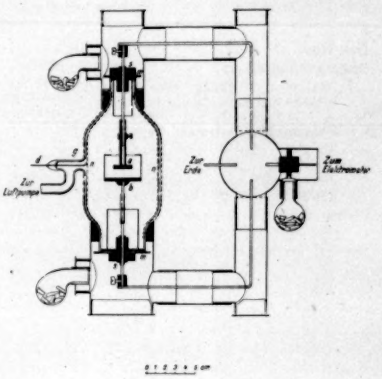


Fig. 1.

Diese letzteren unterschieden sich von dem eben beschriebenen vor allem dadurch, daß sie keinen besonderen Auffänger hatten.

Der erste von ihnen hatte zylindrische Gestalt: das nur oben offene Glasgefäß (Durchmesser 3,6 cm, Höhe 16 cm) war mit einem Hartgummistopfen verschlossen, durch den die Zuführung zur polonisierten Platte — einer Platinplatte von 3 cm Durchmesser — ging. Als Gegenelektrode diente eine gleichgroße in 6 cm Entfernung befindliche, durch einen in das Glasgefäß eingeschmolzenen Platindraht mit der Erde verbundene Platinplatte sowie ein mit dieser leitend verbundenes, das Glaßgefäß innen auskleidendes Platindrahtnetz.

Der zweite der Apparate war von kugelförmiger Gestalt. In dem Mittelpunkte einer Glaskugel von 26 cm Innendurchmesser befand sich eine silberne mit Polonium bedeckte Platte von 3 cm Durchmesser. Getragen

1) J. J. Thomson, Camb, Phil. Soc. Proc. **13**, 49, 1905; P. Ewers, diese Zeitschr. **7**, 148, 1906; E. Aschkinaß, diese Zeitschr. **8**, 773, 1907.

2) E. Aschkinaß, diese Zeitschr. **8**, 773, 1907.

3) Dissertation zur Erlangung der Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften. Technische Hochschule München 1910.

wurde sie durch einen Draht, der durch eine von einem Messingdeckel mit Bernsteinstopfen verschlossene Öffnung (Durchmesser 3,7 cm) auf der einen Seite der Kugel zum Elektrometer führte. Als Gegenelektrode diente ein die Kugel auskleidender Silberbelag, der durch einen bereits vor der Versilberung eingeschmolzenen Platindraht mit der Erde verbunden war.

Bei allen drei Apparaten war man darauf bedacht gewesen, im durchstrahlten Raume nur gleiche Metalle einander gegenüber zu stellen, um Kontaktpotentialdifferenzen zu verhüten. Zuleitungen zum Elektrometer usw. waren stets durch geerdete Messingröhren geschützt.

Das Prinzip und der Gang der Versuche waren bei allen drei Apparaten dieselben: die mit einer kräftigen, auf elektrolytischem Wege aus einer Radiobleilösung gewonnenen Poloniumschicht bedeckte (bei dem zylindrischen Apparat auf beiden Seiten; bei den zwei anderen nur auf der Unterseite) Platte war mit einem Elektrometer (Empfindlichkeit 60,3 mm/Volt; Dämpfungsverhältnis: 2,79) verbunden. Das die polonisierte Platte umgebende, als Gegenelektrode dienende Metallgehäuse lag an Erde. Bei dem Apparate, dessen Skizze hier beiliegt (Fig. 1), konnte auch umgekehrt die polonisierte Platte mit der Erde verbunden und der Auffänger an das Elektrometer angeschlossen werden.

Die ganze Anordnung war in ein Glasgefäß eingebaut zur Ermöglichung des Arbeitens mit geringen Gasdrucken. Die tiefsten Drucke wurden durch Auspumpen mit einer Quecksilberluftpumpe unter Vorschalten von Schwefel- und Kupferstückchen und Kondensation der Gasreste mittels flüssiger Luft auf Kokosnußkohle erreicht. Endlich befand sich der ganze Apparat zwischen den Polen eines Elektromagneten, dessen Feld ermöglichte, die von der Platte ausgesandten δ-Teilchen zurückzubiegen. Die Platte wurde vor jedem Versuche auf einige Volt aufgeladen und dann am Elektrometer der Rückgang der Ladung beobachtet.

Kurve I der beiliegenden Figur (Fig. 2), die bei tiefstem Drucke aufgenommen wurde, zeigt die zeitliche Abklingung bei +-Ladung der Poloniumplatte ohne Magnetfeld.

Kurve III ist unter denselben Bedingungen aufgenommen, nur daß in diesem Falle die δ-Strahlen durch ein Magnetfeld (bei dem zylindrischen Apparate $\mathfrak{H} = 900$; bei der Kugel $\mathfrak{H} = 160$; bei dem zumeist verwendeten Apparate [Fig. 1] $\mathfrak{H} = 740$ absol. Einheiten) zurückgebogen wurden.

Die Kurven II und IV entsprechen I und III für negative Ladung der Platte.

Der Ladungsverlust (i) für die zwei Kurven, bei deren Aufnahme kein Magnetfeld wirksam

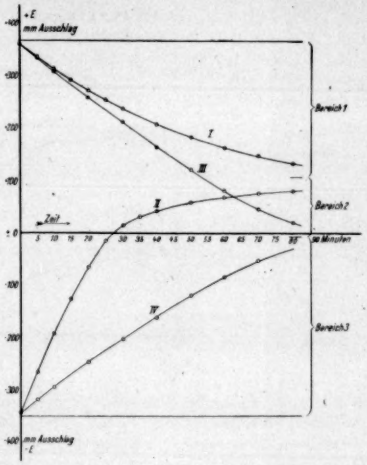


Fig. 2.

war, setzt sich zusammen aus dem in den vorhandenen Gasresten erzeugten Ionisationsstrom I (spätere Versuche [S. 473] werden zeigen, daß er bei Anwendung von flüssiger Luft äußerst gering, mitunter sogar im Vergleich zu den anderen Größen = 0 war), den Isolationsverlusten (v), der Wirkung der +-Selbstaufladung durch die δ-Strahlung (a) sowie der —-Selbstaufladung durch die α-Strahlung (r). Man erhält also für den Ladungsverlust der Platte ohne Magnetfeld für positive Ladung:

$$i_+ = I_+ + v_+ - a + r, \qquad (1)$$

für negative Ladung:

$$i_- = I_- + v_- + a - r. \qquad (2)$$

Wird jetzt das Magnetfeld erregt, so bleiben $I+$, $v+$ sowie r unverändert. Für $I+$ und $v+$ wurde dies durch besondere Versuche noch kontrolliert. Für r geht es aus der folgenden Betrachtung hervor: da von dem Magnetfelde, von dem bereits alle δ-Teilchen zurückgebogen werden, die α-Strahlen noch nicht merklich beeinflußt werden, so überlagert sich die von der Aussendung der α-Teilchen herrührende negative Selbstaufladegeschwindigkeit, deren Verhalten und Größe übrigens auch im Laufe dieser Arbeit untersucht wurde, mit und ohne Magnetfeld stets in gleicher Weise den vier Kurven.

a wird dagegen verschwinden, da die δ-Teilchen jetzt auf die Platte zurückgebogen werden.

Wir erhalten also:

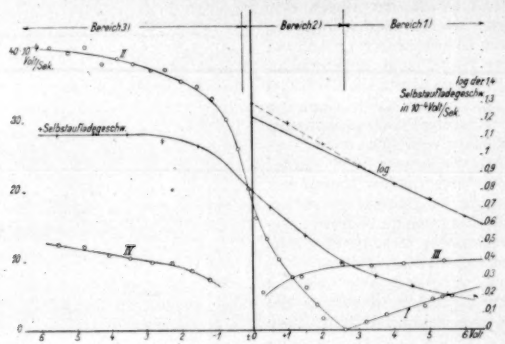


Fig. 3.

$$i_+' = I_+ + v_+ + r, \qquad (3)$$
$$i_-' = I_- + v_- - r. \qquad (4)$$

Man sieht, je nach dem Sinne des Stromes liefern uns (1)—(3) bezw. (2)—(4) den Wert der Selbstaufladegeschwindigkeit a.

Die Kurven I und II nähern sich für die Zeit $t = \infty$ asymptotisch dem Werte, bis zu welchem sich der betreffende Apparat infolge der δ-Strahlung positiv aufladen kann (vergl. auch später S. 470); die Kurven III und IV dagegen dem Werte, welchen die infolge der α-Strahlung zurückbleibende —-Restladung erreichen kann. Beide Werte hängen außer von den Eigenschaften und der Zahl der ausgesandten Teilchen im wesentlichen von der Isolierfähigkeit der Apparate ab: je besser diese ist, um so höhere Beträge wird die Selbstaufladehöhe erreichen.

Durch die beiden Aufladewerte (ohne und mit Magnetfeld) wird das Versuchsgebiet in die drei auf der Figur angedeuteten Bereiche zerlegt, für die man die +-Selbstaufladegeschwindigkeit folgendermaßen gewinnt:

Im Bereich 1: Differenz der Entladegeschwindigkeiten I — III = +-Selbstaufladegeschwindigkeit a durch die δ-Strahlung.

Im Bereich 2: Summe der Entlade- bezw. Aufladegeschwindigkeiten II + III = +-Selbstaufladegeschwindigkeit.

Im Bereich 3: Differenz der Entladegeschwindigkeiten II — IV = +-Selbstaufladegeschwindigkeit.

Bei der Auswertung der Versuche wurde nicht erst der zeitliche Verlauf graphisch aufgetragen, sondern es wurden aus den Versuchswerten gleich für die einzelnen Spannungswerte die entsprechenden sekundlichen Spannungsänderungen oder auch Ladungsänderungen gerechnet und abhängig von der Spannung aufgetragen. Für die Gewinnung der Selbstaufladegeschwindigkeit aus diesen Kurven gilt das oben Gesagte.

II. Die Versuche haben gezeigt, daß die +-Selbstaufladegeschwindigkeit der polonisierten Platte, wie zu erwarten, eine Funktion des Potentials derselben gegenüber der Gegenelektrode ist.

Legt man an die polonisierte Platte negative Spannungen, so steigt die Aufladegeschwindigkeit von dem Wert, den sie bei dem Potentialunterschiede o zwischen Platte und Gegenelektrode hat, rasch um einen kleinen Betrag an, um dann konstant zu bleiben. So erhielt man z. B. bei einem Versuche für die Spannungen (0; —0,4; —0,8; —1,2; —2) Volt als entsprechende Werte der positiven Selbstaufladegeschwindigkeit: (1,61; 1,85; 1,94; 1,94; 1,94)·10^{-3} Volt pro Sekunde. Das geringfügige Ansteigen ist auf folgendes zurückzuführen:

1. infolge des elektrischen Feldes verlassen auch δ-Teilchen die polonisierte Platte, die sonst infolge ihrer geringen Elevation von Unebenheiten derselben abgefangen wurden;

2. auch Sekundärstrahlen, die ohne elektrisches Feld von den Gefäßwänden und der Gegenelektrode ausgehend auf die polonisierte Platte auftreffen konnten — allerdings bei allen Versuchen, bei denen nicht ein verhältnismäßig kleiner Auffänger die Platte umschloß, aus geometrischen Gründen in nur äußerst geringer Zahl —, werden durch das elektrische Feld größtenteils abgebogen und am Auftreffen verhindert;

3. werden durch das erdmagnetische Feld, dessen Horizontalintensität 0,2 (Gauß) beträgt, nahe der Platte fliegende Teilchen teilweise zu

dieser zurückgebogen, solange kein das Erdfeld kompensierendes elektrisches Feld vorhanden ist.

Dem Erdfelde eine derartige Wirkung zuzusprechen, ist in der Tat berechtigt, denn, wie Fig. 3 zeigt, vermag schon ein schwaches remanentes Feld von 2,2 (Gauß) einen Teil der δ-Strahlen zurückzubiegen. Während nämlich der oben erwähnte Versuch mit dem zylindrischen Apparat ausgeführt worden war, bei dem die Möglichkeit bestand, einen verhältnismäßig kleinen Magneten zu verwenden, den man zur Aufnahme der Kurven I und II vollständig entfernen konnte, diente zur Aufnahme der Fig. 3 der kugelförmige Apparat. Zu den Versuchen mit diesem sowie mit dem hier zumeist verwendeten Apparate mußte ein größerer Magnet verwendet werden, den man nicht jedesmal entfernen konnte, ohne die Glaskonstruktion zu gefährden. Man hatte infolgedessen hier bei der Aufnahme der Kurven I und II stets ein kleines remanentes Magnetfeld. Bei der Kugel betrug dieses 2,2 absolute Einheiten; bei dem anderen Apparate wegen des geringeren Polabstandes etwas mehr, weshalb auch hier für negatives Potential der Poloniumplatte ein noch stärkeres Anwachsen der Selbstaufladegeschwindigkeit stattfand. Bei zweien der Versuche (Fig. 4) war dieses allerdings auch dadurch mit bedingt, daß bei 0 Volt auf die Platte ein Teil der vom Auffänger kommenden Sekundärstrahlen auftraf, der dann allmählich durch das anwachsende negative Feld abgelenkt und zur Umkehr gezwungen wurde.

Legte man an die Poloniumplatte eine positive Spannung, so nahm die Selbstaufladegeschwindigkeit mit zunehmendem +-Potential der

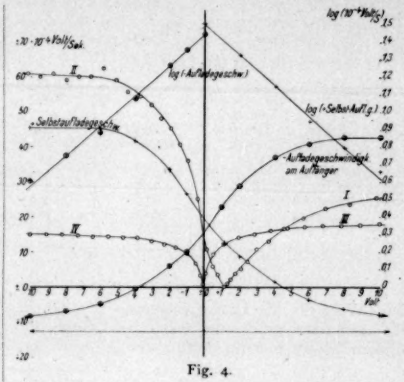


Fig. 4.

Platte ständig ab, und zwar nach einer Kurve, die in der Regel anfangs ziemlich schnell abfiel; von einigen Volt +-Spannung an aber sich gut einer $e^{-\lambda \cdot \text{Volt}}$-Kurve anschloß. Die $e^{-\lambda \cdot \text{Volt}}$-Kurven konnten unter Ausnützung des größtmöglichen Meßbereiches des verwendeten Elektrometers von ihrem Anfang an, der im Mittel bei etwa + $2^1/_2$ Volt lag, bis + 10 Volt verfolgt werden; ein Bereich, der für die Ermittlung von λ genügte. Für die hier einschlägigen Kurven wurde auch der Logarithmus graphisch aufgetragen (Fig. 3 und 4). Außer den in diesen Figuren dargestellten Kurven wurden noch zwei weitere aufgenommen, die ähnlichen Verlauf zeigten, wie die in Fig. 3 dargestellte.

In der folgenden Tabelle sind die Resultate dieser zwei Versuche zusammengestellt:

+-Volt	10^{-4} Volt/Sek. = +-Selbstaufladegeschw.	log derselben	Differenz der aufeinanderfolgenden log	+-Volt	10^{-4} Volt/Sek. = +-Selbstaufladegeschw.	log derselben	Differenz der aufeinanderfolgenden log
0	14,0	1,146	—	0	15,6	1,193	—
1	9,9	0,996	0,150	1	11,3	1,053	0,140
2	7,4	0,869	0,125	2	9,2	0,964	0,089
3	5,9	0,770	0,099	3	7,7	0,886	0,078
4	4,7	0,673	0,097	4	6,65	0,823	0,063
5	3,8	0,580	0,093	5	5,8	0,763	0,060
6	3,3	0,519	0,061	6	5,1	0,708	0,055
7	2,87	0,458	0,061	7	4,4	0,643	0,065
8	2,5	0,398	0,060	8	3,85	0,585	0,058
9	2,18	0,338	0,060	9	3,35	0,525	0,060
10	1,9	0,279	0,059	10	2,9	0,462	0,063

Man sieht, daß sich der log der Selbstaufladegeschwindigkeit in dem ersten der beiden Versuche von 5 Volt, in dem zweiten von 3 Volt an gut einer geraden Linie anschließt.

Bezeichnet man den Spannungsabfall pro Sekunde mit i, so besteht also die Beziehung:

$$i = i_0 \cdot e^{-\lambda \cdot \text{Volt}}$$

für den Bereich, innerhalb dessen der log geradlinig verläuft.

Also

$$\overset{10}{\log} i = \overset{10}{\log} i_0 - \lambda \cdot \text{Volt} \cdot \overset{10}{\log} e$$

oder

$$\lambda = \frac{\overset{10}{\log} i_0 - \overset{10}{\log} i}{\text{Volt} \cdot \log e}.$$

In der folgenden Tabelle sind nun die Werte für λ usw., wie sie sich aus den aufgeführten Versuchen ergeben, zusammengestellt:

Lfd. Nr.	Figur	Spannungsintervall (Volt)	$\overset{10}{\log} i_0$ (aus Kurve)	$\overset{10}{\log} i$ (aus Kurve)	$\overset{10}{\log} i_0 - \overset{10}{\log} i$	Volt $\times \overset{10}{\log} e$	λ	Halbwertssp. $\frac{\log i - \log \frac{i}{2}}{\lambda \cdot \log e}$
1	3	3 bis 6 (3)	0,94	0,6	0,34	1,303	0,261	2,66
2	Tabelle	5 „ 10 (5)	0,580	0,279	0,301	2,171	0,139	4,99
3	S. 469	3 „ 10 (7)	0,886	0,462	0,424	3,04	0,139	4,99
4	4	0 „ 10 (10)	1,5	0,62	0,88	4,343	0,203	3,41
5	4	0 „ 10 (10)	1,44	0,57	0,87	4,343	0,201	3,45

Der mittlere Wert für λ ist 0,188; der mittlere Wert für die Halbwertsspannung — d. h. die Spannung, welche die Selbstaufladegeschwindigkeit jeweils auf die Hälfte des ursprünglichen Betrages reduziert — 3,91 Volt. Will man nun den Spannungswert ermitteln, durch den die Selbstaufladegeschwindigkeit auf 1 Proz. ihres ursprünglichen Betrages reduziert, also praktisch aufgehoben wird, so erhält man hierfür mit Hilfe des oben bestimmten Mittelwertes von λ:

$$\text{Volt} = \frac{\overset{10}{\log} 1 - \overset{10}{\log} 0{,}01}{0{,}188 \cdot 0{,}434} = 24{,}5 \text{ Volt}.$$

Durch das schwache remanente Magnetfeld ist dieser Wert sicher nur innerhalb der Grenzen seiner Meßgenauigkeit beeinflußt, was daraus hervorgeht, daß die Werte von λ für die Versuche mit dem größeren remanenten Feld (2 bis 5) sogar geringer waren, wie der für den Versuch mit dem schwächeren remanenten Feld (1). Der Umstand, daß bei rund + 25 Volt die Selbstaufladung verschwindet, besagt aber, daß die δ-Teilchen durch das elektrische Feld vollständig gebremst und auf die aussendende Platte zurückgezogen werden, wenn sie eine Wegstrecke durchlaufen, zwischen deren Enden eine Potentialdifferenz von 25 Volt besteht, derart, daß die Bewegung gegen die Richtung der auf die Teilchen wirkenden Feldkraft erfolgt. Dieses Verhalten einem elektrischen Felde gegenüber entspricht den von Lenard[1]) an langsamen Kathodenstrahlen, die ebenfalls durch ein elektrisches Feld zur Umkehr gezwungen werden, gemachten Beobachtungen.

Der Wert 24,5 Volt stellt dann auch den Höchstbetrag dar, bis zu dem sich ein Poloniumpräparat bei idealer Isolation infolge der δ-Strahlung positiv aufladen kann. Da nun, wie wir später sehen werden, der Wert 24,5 Volt der Gleichung

$$e \cdot E = \frac{1}{2} m v^2;$$

also

$$E = \frac{m v^2}{2 e}$$

für $\frac{e}{m}$ und v der δ-Strahlen genügt, so kann man ganz allgemein sagen, daß sich jeder radioaktive Körper bei absoluter Isolation auf das Potential aufladen wird, das den Werten $+\frac{e}{m}$ und v der in der Überzahl von ihm ausgesandten Strahlen entspricht. Es sind auch tatsächlich einerseits sehr hohe Selbstaufladungen infolge von radioaktiver Strahlung[1]) beobachtet worden; andererseits ein bremsender Einfluß des elektrischen Feldes auch auf α-Strahlen[2]); also Strahlen mit größerem $\frac{m v^2}{e}$ wie die δ-Strahlen; wo er sich freilich nur durch eine Verkürzung der Reichweite geltend machen konnte (eben wegen des großen $\frac{m v^2}{e}$ der α-Strahlen; dieses ist für die δ-Strahlen von der Größenordnung 10^9; für die α-Strahlen dagegen von der Größenordnung 10^{14}; also 100000mal so groß).

Zu den in der obigen Tabelle zusammengestellten Versuchen ist noch zu bemerken, daß bei Nr. 1 (Versuch mit der Kugel) und bei Nr. 2 und Nr. 3, wo man aus dem in Fig. 1 dargestellten Apparate den Auffänger herausgenommen hatte, die polonisierte Platte in größerer Entfernung frei der geerdeten Gegenelektrode — bei der Kugel Silberbelag, bei dem anderen Apparat das das Glasgefäß auskleidende Messingdrahtnetz — gegenüberstand, während sie bei Nr. 4 und Nr. 5 von dem kästchenförmigen Auffänger verhältnismäßig eng umschlossen war. Bei Nr. 4 war die Platte an das Elektrometer angeschlossen und der Auffänger geerdet; bei

1) Lenard, Ann. d. Phys. **8**, 149, 1902.

1) E. Rutherford, Radioaktivität, deutsch von Aschkinaß, S. 126, 1907.

2) M. Reinganum, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss. 8. Abh., 13 S., 1910.

Nr. 5 dagegen war der Auffänger mit dem Elektrometer verbunden, während die polonisierte Platte an Erde lag. Die Versuche 4 und 5 sind in Fig. 4 dargestellt und zwar Versuch Nr. 4 vollständig mit allen aufgenommenen Kurven, während von Nr. 5 nur die aus den aufgenommenen Kurven ermittelte Kurve der Aufladegeschwindigkeit aufgetragen wurde. Die Kurven der Aufladegeschwindigkeit von polonisierter Platte und Auffänger verhalten sich, abgesehen von einem kleinen Unterschiede, der auf die etwas verschiedenen Kapazitäten von Platte und Auffänger (vergl. S. 473) zurückzuführen ist, spiegelbildlich und es folgt daraus, daß, wie nicht anders zu erwarten, der durch die δ-Strahlen wegtransportierten negativen Ladung eine ebenso große positive Selbstaufladung entspricht und daß man deshalb mit vollem Recht die Selbstaufladung als ein Maß für die δ-Strahlung ansehen darf.

Bei den Versuchen ohne Auffänger nähern sich die Kurven $e^{-\lambda \cdot \text{Volt}}$ dem Werte 0 für die Selbstaufladegeschwindigkeit. Bei den Versuchen mit Auffänger dagegen streben die Kurven der —-Aufladung des Auffängers und der +-Selbstaufladung der Poloniumplatte einem Werte zu, der jenseits von 0 liegt; d. h. bei höherem positiven Potential der Platte gegenüber dem Auffänger lädt sich diese negativ auf, während der Auffänger eine ebenso große +-Ladung erhält. Es werden in diesem Falle die von den α-Teilchen am Auffänger erzeugten Sekundärstrahlen durch das intensive elektrische Feld alle auf die Poloniumplatte gezogen. Die Kurven für +-Potential der Platte gegenüber dem Auffänger setzen sich also in diesem Falle aus der Wirkung von δ- und Sekundärstrahlen zusammen. Der Spannungswert, für welchen sie den konstanten Betrag erreichen, muß also mindestens ebenso groß sein, wie der, welcher die δ-Teilchen zur Umkehr zwingt. Da er nicht größer war, so konnten die Resultate dieser beiden Versuche mit denen von Nr. 1 bis Nr. 3 in derselben Tabelle zusammengefaßt werden. Es folgt aus diesem Umstande auch, daß wegen der Beziehung

$$E \cdot e = \frac{1}{2} m v^2$$

die Größe

$$\frac{m}{e} v^2$$

für die Sekundärstrahlen keinesfalls größer ist, wie dieselbe für die δ-Strahlen.

Um näheren Aufschluß über die Natur der bei dem verwendeten Poloniumpräparate auftretenden δ-Strahlen und die Richtigkeit der bisher gezogenen Schlüsse zu erhalten, wurde noch ein Kontrollversuch durchgeführt: die polonisierte Platte wurde bis auf 0,8 mm an den Auffänger herangebracht und dann die Abnahme der Entladegeschwindigkeit am Auffänger mit zunehmendem Magnetfelde für ein konstantes Potential des Auffängers gegenüber der Platte von $V = +9{,}8$ Volt aufgenommen (Fig. 5). Die Kurve setzt sich zusammen aus

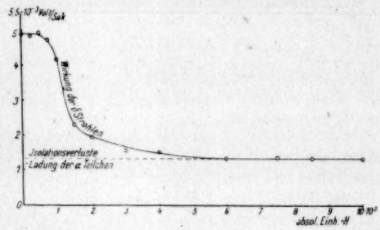


Fig. 5.

einem konstanten Ladungsverlust, der nach früher Gesagtem dargestellt wird durch den Isolationsverlust vermindert um die von den α-Teilchen auf den Auffänger transportierte +-Ladung, sowie durch einen diesem konstanten Betrage sich überlagernden Teil, der von den auftreffenden negativen δ-Teilchen herrührt. Es zeigt sich, daß bis etwa $\mathfrak{H} = 50$ Gauß die Wirkung des Magnetfeldes durch das elektrische Feld kompensiert wird. Bei einem Magnetfelde von 50 Gauß wird also eben für diejenigen δ-Teilchen, welche in tangentialer Richtung die Platte verlassen und die magnetischen Kraftlinien senkrecht so schneiden, daß sie durch das Magnetfeld auf die Platte zurückgebogen würden, die gegen die Platte gerichtete Kraft des Magnetfeldes durch die entgegengesetzt wirkende Kraft des elektrischen Feldes aufgehoben; es ist also:

$$\mathfrak{H} \cdot e \cdot v = \mathfrak{E} \cdot e,$$

d. h.

$$v = \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}}.$$

Nun war aber

$$\mathfrak{E} = \frac{9{,}8}{0{,}08} = 122 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

oder

$$122 \cdot 10^8 \frac{\text{elektrom. Einh.}}{\text{cm}}$$

und

$$\mathfrak{H} = 50 \text{ absol. Einh.},$$

woraus folgt:

$$v = \frac{122}{50} \cdot 10^8 = 2{,}44 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right].$$

Da weiter

$$\frac{mv^2}{2} = e \cdot E,$$

somit

$$\frac{e}{m} = \frac{v^2}{2E},$$

wo E der Spannungswert, durch den die δ-Teilchen zur Umkehr gezwungen wurden; also $E = 24{,}5$ Volt oder $24{,}5 \cdot 10^8$ elektrom. Einh., so ist:

$$\frac{e}{m} = \frac{[2{,}44 \cdot 10^8]^2}{2 \cdot 24{,}5 \cdot 10^8} = 1{,}22 \cdot 10^7 \text{ elektrom. Einh.}$$

Eine Kontrolle für diese Werte erhält man, wenn man beachtet, daß die den eben betrachteten δ-Teilchen genau entgegengesetzt fliegenden, um zur Platte zurückgebogen zu werden, Kreise von 0,8 mm Durchmesser (also $r = 0{,}04$ cm) beschreiben müssen. Man erhält für das hierzu nötige Magnetfeld:

$$\mathfrak{H} = \frac{m \cdot v}{e \cdot r}.$$

Hinsichtlich der Geschwindigkeit v ist hier zu berücksichtigen, daß die δ-Teilchen durch das elektrische Feld beschleunigt wurden; daß ihre Ausgangsgeschwindigkeit einem Spannungsunterschiede von 24,5 Volt entsprach, ihre Geschwindigkeit beim Auftreffen auf den Auffänger dagegen einem Spannungsunterschiede von

$$24{,}5 + 9{,}8 = 34{,}3 \text{ Volt.}$$

Als mittlere Geschwindigkeit ergibt sich hieraus:

$$v_m = 2{,}44 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{24{,}5 + 34{,}3}{2 \cdot 24{,}5}}$$

$$= 2{,}44 \cdot 10^8 \sqrt{\frac{58{,}8}{49}} = 2{,}69 \cdot 10^8 \left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right].$$

Es wird:

$$\mathfrak{H} = \frac{2{,}69 \cdot 10^8}{1{,}22 \cdot 10^7 \cdot 0{,}04} = 550 \text{ Gauß.}$$

In der Tat verschwindet, wie Fig. 5 zeigt, zwischen $\mathfrak{H} = 500$ und $\mathfrak{H} = 600$ die Wirkung der δ-Strahlen. Sowohl der Wert von v, als auch der von $\frac{e}{m}$ weichen im übrigen nur wenig von den Werten ab, die von Ewers[1]) für δ-Strahlen und von Lenard[2]) für langsame Kathodenstrahlen gefunden wurden.

III. Des weiteren sollte untersucht werden, ob die negative Selbstaufladung, die gelegentlich bei Anwendung starker Magnetfelder beobachtet wurde[3]), der von den α-Teilchen transportierten +-Ladung entspreche. Die diesbezüglichen Versuche sind zum Teil in Fig. 6 dar-

1) P. Ewers, diese Zeitschr. **7**, 148—152, 1906.
2) P. Lenard, Ann. d. Phys. **2**, 359, 1900; und **8**, 149, 1902.
3) E. Aschkinaß, diese Zeitschr. **8**, 773, 1907.

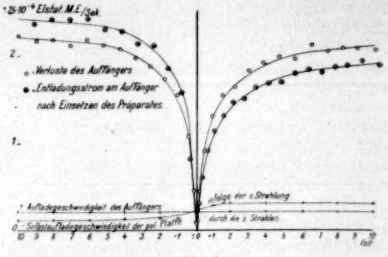


Fig. 6.

gestellt. Es wurden zunächst sowohl für den Auffänger, als auch für die Platte ohne Poloniumpräparat unter sonst gleichen Versuchsbedingungen die Isolationsverluste für +- und —-Ladung abhängig von der Spannung ermittelt. Dann wurde die nicht polonisierte Platte durch eine polonisierte Platte von genau denselben Abmessungen ersetzt, wieder evakuiert und für beide Seiten die +- und —-Entladegeschwindigkeit abhängig von der Spannung bestimmt. Es ist nun ersichtlich, daß man dann die negative Selbstaufladegeschwindigkeit der Platte erhält durch Subtraktion der Entladegeschwindigkeit für negative Ladung von den negativen Isolationsverlusten bezw. durch Subtraktion der positiven Isolationsverluste von der Entladegeschwindigkeit für positive Ladung. Ein entsprechendes Verfahren liefert die positive Aufladegeschwindigkeit des Auffängers durch die α-Strahlen.

Die Schwierigkeit bei diesen Versuchen bestand darin, daß sich meistens bei dem zum Einsetzen des Präparates nötigen Auseinandernehmen des Apparates die Verluste etwas veränderten. Je nach dem Sinne dieser Änderung erhielt man dann bei positiven Spannungen einen kleineren oder größeren Wert für die durch die α-Strahlung bedingten Aufladungen als für negative Spannungen. Der tatsächliche Wert war dann der Mittelwert aus beiden.

Man erhielt so für die durch die α-Teilchen auf den Auffänger transportierte +-Ladung:

$$\frac{3{,}1 + 1{,}2}{2} = 2{,}15 \cdot 10^{-5} \text{ elektrost. M. E./Sek.}$$

Für die auf der Platte zurückbleibende —-Ladung:

$$\frac{2{,}15 + 2{,}15}{2} = 2{,}15 \cdot 10^{-5} \text{ elektrost. M. E./Sek.}$$

[Bei einem einige Zeit vorher angestellten Versuche, wo also das Präparat noch etwas stärker war, hatte man erhalten:

$$\frac{0 + 4{,}58}{2} = 2{,}29 \cdot 10^{-5} \text{ bezw.}$$

$$\frac{2{,}33 + 2{,}33}{2} = 2{,}33 \cdot 10^{-5}.]$$

Um diese Werte zu kontrollieren, wurde mit Hilfe der Dimensionen des Apparates und eines bei mittleren Luftdrucken gemessenen Sättigungsstromes die Zahl der α-Teilchen errechnet. Dieser errechneten Zahl entsprach eine Ladung von $2{,}41 \cdot 10^{-5}$ elektrost. M. E./Sek. Dieser Betrag stimmt aber innerhalb seiner Fehlergrenzen mit dem durch die Versuche ermittelten überein.

Der Umstand, daß die Versuche in der oben beschriebenen Weise sich ausführen ließen, ist ein Beweis dafür, daß die Evakuation einen äußerst hohen Grad erreicht hatte, so daß ein Ionisationsstrom so gut wie gar nicht zu bemerken war. Ein solcher hätte die Ladungsverluste nach dem Einsetzen des Präparates so stark vergrößert, daß die ganze Erscheinung vollständig verzerrt worden wäre.

Es geht aus den Versuchen hervor, daß für die von den α-Teilchen wegtransportierte positive Ladung ein genau ebenso großer negativer Rest auf der Poloniumplatte zurückgeblieben ist. Da die Schichtdicke des durch etwa 48stündige Elektrolyse aus einer Radiobleilösung gewonnenen aktiven Niederschlages jedoch sicher nicht mehr molekular war, so läßt sich auf Grund dieser Resultate nicht entscheiden, ob das α-Teilchen das Atom bereits geladen verläßt oder seine Ladung erst beim Zusammenstoß mit einem anderen Molekül erhält. (Gelegentlich sollen die Versuche in der oben beschriebenen Weise mit einer molekularen Schicht des radioaktiven Präparates ausgeführt werden. Hier konnte das nicht geschehen, da hierzu wegen der dann viel geringeren Zahl der ausgesandten α-Teilchen eine bedeutend empfindlichere Versuchsanordnung nötig gewesen wäre.)

IV. Aus den vorliegenden Untersuchungen läßt sich auch die Zahl der pro α-Teilchen ausgesandten δ-Strahlen und ebenso die Zahl der unter den hier gegebenen Bedingungen an Messing erzeugten Sekundärstrahlen ermitteln.

Zur Bestimmung der ersteren muß man die Höchstwerte, welche die Ordinaten der Kurven in Fig. 4 (Versuch Nr. 4 und Nr. 5) erreichen und welche Volt $\cdot 10^{-4}$/Sek. darstellen, mit

$$\left[\frac{1}{300} \cdot \text{Kapazität in cm}\right]$$

multiplizieren und erhält so für die durch die δ-Strahlen transportierte Ladung bei dem Versuche mit der Platte (Nr. 4):

$$45{,}5 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1}{300} \cdot 42$$

$$= 6{,}37 \cdot 10^{-4} \text{ [elektrost. M. E./Sek.]}$$

und bei dem Versuche mit dem Auffänger (Nr. 5):

$$43 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{1}{300} \cdot 43{,}5$$

$$= 6{,}24 \cdot 10^{-4} \text{ [elektrost. M. E./Sek.].}$$

Also im Mittel:

$$6{,}31 \cdot 10^{-4} \text{ [elektrost. M. E./Sek.].}$$

Für den Ladungstransport durch die α-Strahlen hatte man erhalten:

$$0{,}215 \cdot 10^{-4} \text{ [elektrost. M. E./Sek.].}$$

Es verhält sich also die von den δ-Teilchen transportierte Ladung zu der von den α-Teilchen mitgeführten wie $63{,}1 : 2{,}15 = 29{,}3$. Da nun ein α-Teilchen als Ladung das doppelte Elementarquantum besitzt, so wurden demnach pro α-Teilchen $2 \cdot 29{,}3 = 58{,}6$; d. h. rund 60 δ-Teilchen fortgeschleudert.

Aus den Versuchen Nr. 4 und Nr. 5 erhält man des weiteren für das Verhältnis der Zahl der δ-Strahlen zu der der Sekundärstrahlen:

$$\frac{4{,}55}{1{,}26} \text{ bezw. } \frac{4{,}3}{1{,}26};$$

im Mittel 3,52, so daß also hier jedes α-Teilchen

$$\frac{58{,}6}{3{,}52} = 16{,}65,$$

also rund 17 Sekundärstrahlen auslöste.

Zwischen den beiden Strahlenarten — den Sekundärstrahlen und den δ-Strahlen — besteht, wie Mc. Lennan[1]) fand, ein wesentlicher Unterschied. Während nämlich die ersteren durch auftreffende α-Teilchen aus den Metallen ausgelöst werden und ihre Zahl je nach dem Metall, das man den α-Teilchen aussetzt, eine andere ist, werden die letzteren in ihrer Zahl nicht durch das Metall, auf dem das Polonium niedergeschlagen ist, beeinflußt und sind infolgedessen rein radioaktiven Ursprunges. Die δ-Teilchen verlassen also zugleich mit oder kurz nach den α-Teilchen das Poloniumatom und der Rest desselben bleibt infolge der Überzahl der ausgesandten negativen δ-Teilchen positiv geladen zurück.

Es berechtigt das zu dem Schlusse, daß jedenfalls auch die bei Emanationen entsendenden radioaktiven Stoffen beobachtete +-Ladung der Emanationsatome (der sog. „Restatome“)[2]) auf eine Aussendung von langsamen negativen Elektronen zurückzuführen ist.

V. Da die positive Selbstaufladung in dem Maße verschwindet, in welchem die δ-Teilchen am Verlassen der polonisierten Platte verhindert werden, so gibt uns die Abnahme der Selbstaufladegeschwindigkeit beim Bedecken des Poloniumpräparates mit Aluminiumfolie ein Mittel an die Hand, die Durchdringungsfähigkeit der δ-Strahlen zu untersuchen. Freilich müßte man zur

1) J. C. Mc. Lennan, diese Zeitschr. **10**, 776, 1909.
2) Sidney Ruß, Le Radium **7**, 93—96, 1910.

genauen Bestimmung derselben wissen, wie viele der von den α-Teilchen in der das Poloniumpräparat bedeckenden Aluminiumschicht erzeugte Sekundärstrahlen zugleich mit den α-Teilchen diese Schicht verlassen, was naturgemäß eine besondere Untersuchung beanspruchen würde. Nun hat zwar Duane[1]) an einem Glimmerplättchen untersucht, wie die Fähigkeit der α-Teilchen, derartige Sekundärstrahlen zu erzeugen, sich abhängig von der Entfernung des Präparates vom Glimmerplättchen verhält. Aus diesen Versuchen kann man schließen, daß bei dem verwendeten Glimmerplättchen pro α-Teilchen 6—8 Sekundärstrahlen auf der Austrittsseite auftraten; daß ferner die pro Längeneinheit ihrer Bahn von den α-Teilchen im Glimmer erzeugte Zahl der Sekundärstrahlen gegen das Ende der Reichweite etwas zunahm. Doch fehlen diesbezügliche Versuche für Aluminium; insonderheit Versuche, welche die Abhängigkeit der Zahl dieser Sekundärstrahlen von der Dicke der von den α-Teilchen durchdrungenen Schicht darstellen würden. Trotzdem gelang es näherungsweise sowohl die Durchdringungsfähigkeit der δ-Strahlen als auch die Maximalzahl der pro α-Teilchen das Aluminium verlassenden Sekundärstrahlen mit Hilfe der Abnahme der Selbstaufladegeschwindigkeit beim Bedecken des Poloniumpräparates mit Aluminiumfolien zu bestimmen. Die Versuche wurden in der Weise durchgeführt, daß die Aluminiumfolien zur Verhütung von Kontaktpotentialdifferenzen durch ein Deckelchen aus Messingdrahtnetz auf die Platte gepreßt wurden. Es wurde nun zunächst die Selbstaufladegeschwindigkeit ohne Aluminiumfolie nur mit diesem Netz allein, dann mit 1, 2, 10, 27 und 50 Aluminiumfolien abhängig von der an die Platte angelegten Spannung ermittelt. Die jeweils erreichten höchsten Werte der Selbstaufladegeschwindigkeit, die, wie aus früher Gesagtem folgt, ein Maß für die Zahl der das Aluminium verlassenden negativen Teilchen (hier $\delta-$ + Sekundärstrahlen) sind, wurden abhängig von der Zahl der Aluminiumfolien graphisch aufgetragen (Fig. 7). Die Kurve muß sich — worauf auch ihr Verlauf hindeutet — aus zwei Bestandteilen zusammensetzen, von denen der eine von den δ-Strahlen, der andere von den Sekundärstrahlen herrührt. Der erstere wird sehr schnell abfallen, da er bereits für die erste Aluminiumfolie durch einen Punkt unterhalb des aufgenommenen gehen muß, der ja der Zahl der die Aluminiumfolie verlassenden (δ-Strahlen und Sekundärstrahlen) entspricht. Er wird gemäß der Erfahrung bei derartigen Absorptionsversuchen nahezu exponentiellen Verlauf haben. Der den Sekundärstrahlen entsprechende Teil wächst dann zunächst mit zunehmender Aluminiumdicke und schließt sich von der Aluminiumdicke an, bei welcher die erste Kurve den Wert Null erreicht, der aufgenommenen Kurve an.

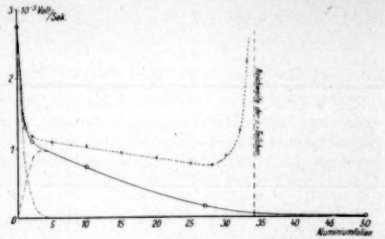


Fig. 7.

Dieser Verlauf ist zu erwarten. Je dicker nämlich die Aluminiumschicht, um so mehr Sekundärstrahlen werden in ihr durch die α-Strahlen erzeugt, da ja die Sekundärstrahlung ein Volumeneffekt ist. Diese Sekundärstrahlen können aber nur so lange an der Oberfläche des Aluminiums austreten, als nicht die von ihnen hierfür zu durchdringende Aluminiumschicht ihr Durchdringungsvermögen überschreitet. Hierdurch ist dem Ansteigen der Kurve eine bestimmte Grenze gesetzt. Daß die Kurve den erreichten Höchstwert nicht bis zum Ende der Reichweite der α-Teilchen im Aluminium beibehält, sondern sofort wieder abfällt, ist durch die Absorption der erzeugenden α-Teilchen zu erklären. Diese erfolgt hier nicht plötzlich bei einer bestimmten, der Reichweite entsprechenden Schichtdicke[1]), sondern allmählich, da man nicht ein aus der gesamten α-Strahlung abgegrenztes Bündel paralleler Strahlen hatte, sondern eine α-Strahlung, die unter allen Winkeln das Aluminium durchsetzte. Berücksichtigt man diesen Umstand, indem man — unter Zuhilfenahme der Tatsache, daß sich die räumliche Verteilung der von einem Punkte ausgehenden α-Strahlen durch eine pro Flächeneinheit von gleichviel α-Teilchen getroffene Kugelfläche darstellen läßt, deren Radius durch die Reichweite der α-Teilchen in der jeweils durchstrahlten Materie, also hier Aluminium, gegeben ist — berechnet, welcher Bruchteil der α-Teilchen noch durch die jeweils aufgelegte Aluminiumschicht hindurchdringen kann, und mit den reziproken Werten dieser Brüche die entsprechenden aufgenommenen Kurvenwerte multipliziert, so er-

1) W. Duane, C. R. **146**, 1088, 1908.

1) E. Aschkinaß, Ann. d. Phys. **27**, 377, 1908.

hält man die punktierte Kurve. Ihr mittlerer geradliniger Teil fällt im Vergleich zu der aufgenommenen Kurve nur sehr schwach ab; daß er nicht vollständig konstant verläuft, rührt davon her, daß, wie beistehende Skizze erläutert, die durch die Durchdringungsfähigkeit (d) der Sekundärstrahlen mitbestimmte Wegstrecke der α-Teilchen, welche für die Erzeugung der aus dem Aluminium austretenden Sekundärstrahlen in Betracht kommt — sie ist gestrichelt gezeichnet — um so kleiner wird, je mehr sich die Aluminiumdicke der Durchdringungsfähigkeit der α-Strahlen nähert und je steiler folglich die α-Teilchen die in Betracht kommende Schicht durchsetzen.

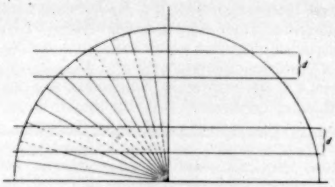


Fig. 8.

Daß die punktierte Kurve in Fig. 7 an ihrem rechten Ende plötzlich ansteigt, ist durch die Art ihrer Berechnung bestimmt sowie durch den Umstand, daß naturgemäß noch Sekundärstrahlen die Aluminiumdecke verlassen, wenn bereits alle α-Teilchen absorbiert sind. Eine weitere Bedeutung kommt diesem ansteigenden Teil natürlich nicht zu. Wohl aber dem stark abfallenden am Anfang der Kurve: wo er in den geradlinigen Teil übergeht, hört der Einfluß der δ-Strahlen auf. Hier müssen also alle δ-Strahlen absorbiert sein. Es ist das bei 3—5 Aluminiumfolien. (Vergl. die strichpunktierte Kurve und das über sie weiter oben Gesagte.) Nun betrug die durch Flächenmessung und Wägung bestimmte Dicke der Aluminiumfolien 0,69 μ, so daß also die Durchdringungsfähigkeit der δ-Teilchen 2 bis 3,5 μ beträgt. Das ist $^1/_{11}$ bis $^1/_7$ von der Durchdringungsfähigkeit der α-Strahlen des Poloniums, die in Luft 3,86 cm[1]) beträgt, was bei einem mittleren Äquivalentwert von 1,65 mm Luft pro 1 μ Aluminium einer Aluminiumschicht von 23,4 μ entspricht.

Die Höchstzahl der pro α-Teilchen das Aluminium verlassenden Sekundärstrahlen bei direkter Bedeckung des Präparates mit dem Aluminium ist durch den höchsten Punkt der gestrichelten Teilkurve gegeben. Sie beträgt demnach rund $^1/_3$ der δ-Strahlung des nicht mit Aluminium bedeckten Präparates, so daß also maximal rund 20 Sekundärstrahlen pro α-Teilchen die Aluminiumschicht verlassen.

VI. Endlich wurde auch noch die Selbstaufladegeschwindigkeit in ihrer Abhängigkeit vom Luftdruck untersucht. Für ein und denselben Spannungswert — außer bei höheren negativen Spannungen — nahm sie innerhalb des der Beobachtung zugänglichen Bereiches nahezu geradlinig mit wachsendem Luftdruck ab. In den folgenden zwei Tabellen sind die Werte dieser Versuche für $-1{,}5$ und $+$ o Volt zusammengestellt.

1. Bei $-1{,}5$ Volt:

Luftdruck [mm Hg]						
~ o	0,00125	0,04	0,085	0,16	0,24	0,4
Selbstaufladegeschwindigkeit $\left[10^{-4}\,\frac{\text{Volt}}{\text{Sek.}}\right]$						
20	18,9	18,6	17,5	14,5	12,3	7,4

2. Bei $+$ o Volt:

Luftdruck [mm Hg]					
~ o	0,00125	0,04	0,085	0,16	0,24
Selbstaufladegeschwindigkeit $\left[10^{-4}\,\frac{\text{Volt}}{\text{Sek.}}\right]$					
16,7	14,4	11,5	9,0	5,0	2,7

Weiter als bis zu 0,4—0,5 mm Hg ließ sich hier nur selten beobachten, da dann der durch die α-Teilchen erzeugte Ionisationsstrom so groß war, daß er die Selbstaufladeerscheinung immer mehr verdeckte und ein zuverlässiges Messen derselben unmöglich machte. Die Abnahme der Selbstaufladegeschwindigkeit mit zunehmendem Luftdruck zeigt, daß die δ-Strahlen ebenso wie die α-Teilchen beim Durchfliegen der Luft eine Verzögerung erleiden und infolgedessen ein immer größerer Bruchteil derselben durch das remanente Magnetfeld oder auch Erdfeld zurückgebogen wird. Bei höherem negativen Potential der Poloniumplatte wird wieder der Wert der Selbstaufladegeschwindigkeit erreicht, der dem Maximalwert bei kleinsten Drucken gleichkommt; so erhielt man z. B. bei einer Versuchsreihe für -4 Volt, wo die Kurven der Selbstaufladegeschwindigkeit abhängig von der Spannung alle bereits nahezu konstant verliefen, für die Selbstaufladegeschwindigkeit bei Drucken von

$p = 0{,}00125;\ 0{,}04;\ 0{,}16;\ 0{,}51;\ 0{,}85$ [mm Hg]

1) M. Levin, diese Zeitschr. 7, 519, 1906.

die Werte: 1,33; 1,35; 1,1; 1,1; 1,1 $\left[10^{-3}\frac{\text{Volt}}{\text{Sek.}}\right]$. Selbst wenn man den letzten Wert nach dem oben Gesagten für unsicher erklären will, so läßt sich nach diesen Ergebnissen doch schließen, daß die Zahl der ausgesandten δ-Strahlen von dem Luftdruck unabhängig ist, was ja nach ihrem unmittelbar radioaktiven Ursprung zu erwarten ist.

VII. Eine kurze Zusammenfassung ergibt:

1. Durch ein negatives Potential der polonisierten Platte wird — vorausgesetzt, daß kein Magnetfeld wirkt — die Selbstaufladegeschwindigkeit nicht geändert. Die Zahl der die Platte verlassenden δ-Teilchen ist also unabhängig von der Spannung.

2. Bei einem positiven Potential werden die δ-Strahlen auf die Platte hin zurückgezogen und nach und nach alle durch das elektrische Feld gebremst und zur Umkehr gezwungen. Nr. 1 und Nr. 2 entsprechen den von Lenard an langsamen lichtelektrischen Kathodenstrahlen durchgeführten Beobachtungen.

3. Ein radioaktiver Körper wird sich bei idealer Isolation bis zu dem + Potential E spontan aufladen, das den Werten $+\frac{e}{m}$ und v der in der Überzahl von ihm ausgesandten Strahlen gemäß der Gleichung:

$$e \cdot E = \frac{1}{2} m v^2$$

entspricht.

4. $\frac{m \cdot v^2}{e}$ für Sekundärstrahlen, die durch das Auftreffen der α-Strahlen auf Messing erzeugt werden, ist sicher nicht größer wie für δ-Strahlen.

5. Die +-Selbstaufladung des Poloniums ohne Magnetfeld ist entgegengesetzt gleich groß der durch die δ-Strahlen wegtransportierten —-Ladung. Die —-Selbstaufladung, welche bei starken Magnetfeldern, die alle δ-Teilchen zurückbiegen, eintritt, verhält sich ebenso zu der von den α-Teilchen mitgeführten +-Ladung.

6. Pro α-Teilchen sandte das hier verwendete Poloniumpräparat rund 60 δ-Teilchen aus; die Zahl der an Messing erzeugten Sekundärstrahlen betrug unter den gegebenen Verhältnissen rund 17 pro α-Teilchen.

7. Die Durchdringungsfähigkeit der δ-Strahlen ist $^1/_{11}$ bis $^1/_7$ von der der α-Teilchen.

8. Bei direktem Bedecken des Poloniumpräparates mit Aluminiumfolie traten aus dieser pro α-Teilchen im Maximum rund 20 Sekundärstrahlen aus.

9. Die Zahl der ausgesandten δ-Teilchen ist, wie zu erwarten, unabhängig vom Luftdruck.

Physikalisches Institut der Technischen Hochschule München 1910.

(Eingegangen 25. März 1911.)

Beitrag über die Radiumemanationsgehaltsbestimmung durch Ionisationsströme.

Von W. S. Titow.

1. In der Chemiker-Zeitung Nr. 34 vom Jahre 1910 ist ein von Herrn Merle Randall auf der 41. Hauptversammlung der American Chemical Society in Boston (vom 28. bis 31. Dezember 1909) gehaltener Vortrag kurz referiert. Dieser Forscher wollte die Radiumemanationsmenge, welche zu einem Gramm Uran in Uransalzen aus Pechblende gehört, bestimmen. Zu diesem Ziele löste er genannte Salze in Wasser auf und führte die frei werdende Emanation ein in die Rezipienten mehrerer zur Emanationsmessung durch Ionisationsströme vorgelegten Elektroskope. Dabei zeigte es sich, daß jene Ionisationsströme, welche man als Maß der genannten Emanationsmenge verwerten kann, sehr variierten einerseits mit den verwendeten Meßmethoden und Meßinstrumenten und andererseits mit der in die Rezipienten eingeführten Emanationsmenge. Im ersten Falle (mit den verwendeten Meßinstrumenten und Methoden) variierten die früher genannten Ionisationsströme von $2{,}36 \times 10^{-12}$ Amp. ($708{,}7 \times 10^{-3}$ elektrostat. Einh.) für das Boltwoodsche Elektroskop und bis $4{,}80 \times 10^{-12}$ Amp. ($1441{,}5 \times 10^{-3}$ elektrostat. Einh.) für das Schmidtsche. Hierdurch kommt Herr Randall zu folgendem Schluß: „die Vermutung mehrerer Gelehrten in Europa", daß die in Ampere oder C. G. S.-Einheiten ausgedrückten und mittelst verschiedener Instrumente erhaltenen Ionisationsströme vergleichbar sind, ist nicht zutreffend.

2. Ich habe Gelegenheit gehabt, ebenso wie Herr Randall, vergleichende Messungen auszuführen. Ich benutzte einerseits das Elster-Geitelsche Instrumentarium und die Methode von Mache; andererseits das H. W. Schmidtsche Instrumentarium und seine Methode, — und als Messungsgegenstand diente mir Radiumemanationsmenge in 1 Liter Wasser und Gase von Thermen im Dorf Nowaja Biëlokuricha in Altai (Westsibirien). [Resultate der Radioaktivitätsuntersuchung dieser Thermen sind zusammengestellt in meiner Arbeit „Radioaktive Emanation in Gasen und Wasser von Thermen in Dorf Nowaja Bielokuricha in Altai", Mitteilungen (Iswästija) des Technologischen Instituts zu Tomsk.]

Bezeichne ξ die Größe des Ionisationsstromes, welchen man als Maß des Emanationsgehalts in 1 Liter Wasser oder Gas (bei atmosphärischem Druck) verwerten kann. Nennen wir o-Zeit den Moment der Einführung der Emanation in den Rezipienten des Meßinstrumentes, und bezeichnen den Moment ihres Ausblasens durch τ_0, Momente zwischen o und τ_0 durch t (mit Indizes) und Momente nach τ_0 durch τ (auch mit Indizes). Die zwischen o und τ_0 beobachteten Ionisationsströme bezeichnen wir durch J_t und die nach τ_0 beobachteten durch J_τ'. Zur Messung ξ dient J_0, welches bei der Macheschen Methode durch die Differenz $J_{\tau_0} - J_{\tau_0}'$ bestimmt ist, wobei man J_{τ_0} und J_{τ_0}' durch Extrapolation von Kurven, die nach Punkten (J_t, t) resp. (J_τ', τ) konstruiert sind, finden muß. Um nach der Schmidtschen Methode J_0 zu ermitteln, benutzte ich die Tabelle III der Schmidtschen Arbeit: „Über eine einfache Methode zur Messung des Emanationsgehaltes von Flüssigkeiten“ (diese Zeitschr. **6**, 561, 1905). Zur Messung der Größen J_t war eine geschlossene Kette von Zerstreuungskörperkamera (Rezipient der Emanation), Gummigebläse, Gefäß mit dem zu untersuchenden Wasser oder Gas, Trockenapparat, gläsernes Rohr mit Watte und aufs neue die Zerstreuungskörperkamera ausgebildet. Bei Verwendung der Schmidtschen Methode waren der Trockenapparat und das Rohr mit Watte, Schmidtschen Angaben entsprechend, fortgelassen. Nachfolgende Tabelle I enthält einige die ξ-Messung betreffende Größen für Gase nach Maches Methode, und Tabelle II solche Größen nach der Schmidtschen Methode mittelst des Schmidtschen Instrumentariums. Die Größen J_0, J_t, J_τ sind in Millivolt-Sekunden und ξ in C. G. S.-Einheiten ausgedrückt. Vcm³ ist das Volumen des in die Kette eingeführten Gases.

Tabelle I.

Datum	t_1	t_n	n	τ_0	τ_1	τ_m	m	J_{τ_0}	J_{τ_0}'	J_0	Vcm³	$\xi \times 10^3$
23. Juni 1908	8m 23s	12m 03s	8	12m 30s	19m 07s	44m 38s	14	5593	1135	4460	4832	77,3
24. Juni 1908	9m 09s	15m 16s	11	15m 23s	21m 49s	43m 01s	8	5539	1237	4302	4592	77,0

Durch n und m sind hier (wie in der untenfolgenden Tabelle III) die Zahlen der gefundenen Punkte (J_t, t) resp. (J_τ, τ) gekennzeichnet. Die von dem Anfang des Sammelns der Gase bis zu der Einführung der Emanation in den Meßraum verflossene Zeit war allemal ungefähr $1^h\,20^{min}$.

Tabelle II.

Datum	Vcm³	Wie viele Werte von J_0 sind gefunden?	Mittlerer Wert von J_0	$\xi \times 10^3$	Wieviel Zeit zwischen der Einführung der Emanation und Anfang der Beobachtung der Größen J_t	Wie lang dauerte die Beobachtung der Größen J_t	Wieviel Zeit zwischen der Einführung der Emanation und Beendigung der Beobachtung der Größen J_t	Bemerkungen
25. Juni 1908	1700	11	445,0 ± 1,5	81,8 ± 0,3	2m 58s	1m 25s	4m 23s	Die Größen J_0 verkleinern sich etwas
27. Juni 1908	1700	8	422,4 ± 1,1	77,8 ± 0,2	4m 56s	1m 17,5s	6m 13,5s	Keine merkliche Verkleinerung der Größen J_0
1. Juli 1908	138	11	123,2 ± 1,3	79,1 ± 0,8	0m 55s	5m 07,5s	6m 02,5	Die Größen J_0 verklein. sich merklich (von 130 anf. bis 118 zu Ende)

Die nachfolgende Tabelle III enthält einige die ξ-Messung betreffenden Größen für Wasser nach Maches Methode, und Tabelle IV solche Größen nach der Schmidtschen Methode. Durch T ist die Zeit zwischen dem Entnehmen des Wassers aus dem Brunnen und dem Anfang der Zirkulation in der Kette gezeichnet. Wcm³ ist die Menge des in die Kette eingeführten zu untersuchenden Wassers.

Beim Durchsehen dieser vier Tabellen kommen wir zu folgenden Schlüssen:

1. Machesche Methode und Elster-Geitelsches Instrumentarium geben im Falle des Wassers ziemlich konstante Werte von ξ, obgleich die Werte von W und die Dauer der Zirkulation sehr veränderlich waren. Die maximale Abweichung von dem mittleren Werte von

ξ ($17{,}2 \times 10^{-3}$) beträgt in Tabelle III nur 1,7 Proz. dieser Werte.

2. Obgleich die Tabelle I nur zwei Messungen von ξ enthält, muß man vermuten, daß im Falle des Gases die Machesche Methode und das Elster-Geitelsche Instrumentarium ebenso konstante Werte von ξ geben können, wie es beim Wasser der Fall ist.

Tabelle III.

Datum	T	Wie lange dauerte die Zirkulation?	t_1	t_2	n	τ_0	τ_1	τ_m	m	$\mathcal{J}_{\tau_0}$	$\mathcal{J}_{\tau_0}'$	$\mathcal{J}_0$	W	$\xi \times 10^3$
	min sec	min sec	min sec	min sec		min sec	min sec	min sec						
6. Juli 1908	7 50	10 00	12 20	30 01	10	32 10	45 00	95 58	6	390	67	323	1441	17,2
7. Juli 1908	13 00	30 00	32 15	60 13	14	61 00	74 10	110 15	6	405	114	291	1302	17,3
8. Juli 1908	12 30	58 10	61 03	71 40	8	75 30	83 17	145 29	8	525	175	350	1564	16,9
9. Juli 1908	13 00	59 12	62 49	76 54	6	78 00	98 22	127 26	6	225	58	107	776	17,1
10. Juli 1908	10 40	28 20	34 52	55 58	6	57 22	74 19	139 03	4	158	43	115	545	17,1
11. Juli 1908	10 30	41 48	48 10	74 16	6	77 04	93 30	154 36	4	120	40	80	377	17,3
12. Juli 1908	20 00	27 49	32 20	52 45	6	55 19	75 49	148 28	4	174	48	126	581	17,4

Im Mittel 17,2

Tabelle IV.

Datum	T	Dauer und Charakter des Schüttelns	Wcm³	Wieviel Zeit zwischen der Einführung der Emanation und dem Anfang der Beobachtung der Größen $\mathcal{J}_t$	Wieviel Zeit dauerte die Beobachtung der Größen $\mathcal{J}_t$	Wieviel Zeit zwischen der Einführung der Emanation und Beendigung der Beobachtung der Größen $\mathcal{J}_t$	Wie viele Werte von $\mathcal{J}_0$ sind gefunden?	Mittlerer Wert von $\mathcal{J}_0$	$\xi \times 10^3$	Bemerkungen
	min sec			min sec	min sec	min sec				
23. Juni 1908	— 40	Schwach und nicht mehr als 30 Sek.	860	— 31	7 19	7 50	21	60,8	16,9	Keine merkliche Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$
5. Juli 1908	1 45	Stark während $1\frac{1}{2}$ Min.	860	— 46	4 07	4 53	24	89,1	24,4	Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$ von 90 bis 85
7. Juli 1908	1 50	Ebenso	777	— 56	3 31	4 27	18	65,0	20,4	Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$ von 66,7 bis 63
8. Juli 1908	2 45	Stark während 2 Min.	762	1 37	4 16,5	5 53,5	22	60,3	19,3	Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$ von 65,5 bis 60,4, anf. rasch, dann langsam
				7 17	4 33	11 50	14	54,2	17,4	Keine merkliche Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$
9. Juli 1908	1 25	Stark während 1 Min.	767	— 54,5	4 07,5	5 02	25	70,4	22,4	Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$ von 77,1 bis 66,7, anf. rasch, dann langsam
10. Juli 1908	11 30	Stark während 10 Min.	955	1 09	5 44	6 53	34	59,8	19,8	Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$ von 69,4 bis 58,8, anf. rasch, dann langsam
				6 06,5	2 14,5	8 21	8	55,7	18,4	Keine merkliche Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$
11. Juli 1908	67 20	Stark während 20 Min.	737	2 32	2 47,5	5 19,5	13	60,7	20,3	Keine merkliche Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$
12. Juli 1908	1 37	Stark während 1 Min.	737	— 52,5	4 13,5	5 05,0	22	57,4	18,2	Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$ von 63,7 bis 57,4, anf. rasch, dann langsam
				5 23,5	4 29,5	9 52,5	13	51,5	17,2	Keine merkliche Verkleinerung der Größen $\mathcal{J}_0$

3. Schmidt-Duanesche Methode und Schmidtsches Instrumentarium geben allgemein im Falle des Gases größere Werte von ξ, als in entsprechendem Fall die Machesche Methode und das Elster-Geitelsche Instrumentarium geben können, nämlich: im ersten Falle haben wir für ξ $79{,}6 \times 10^{-3}$ und im zweiten $77{,}1 \times 10^{-3}$ erhalten. Der Unterschied beträgt 3,2 Proz. der letzten Werte von ξ.

4. Die Schwankungen der Werte von ξ in Tabelle II sind größer (maximale Abweichung beträgt 2,8 Proz. des mittleren Werts von ξ) als

solche in Tabelle III, und können nicht durch zufällige Beobachtungsfehler erklärt werden. Man kann diese Schwankungen auch nicht in Verbindung mit Variationen der Größe V stellen.

5. Der mittlere Wert von ξ in Tabelle IV ($19{,}5 \times 10^{-3}$) ist größer als der in Tabelle III ($17{,}2 \times 10^{-3}$) um 13,4 Proz. des letzten Wertes.

6. Während die maximale Abweichung der ξ-Werte von ihrem mittleren Wert in Tabelle III nur 1,7 Proz. beträgt, beträgt sie in Tabelle IV 25 Proz. Man kann diese Schwankungen der Werte ξ in Tabelle IV nicht durch zufällige Beobachtungsfehler erklären.

7. Obgleich zwischen den mittleren Werten von ξ in den Tabellen I und II einerseits und in den Tabellen III und IV andererseits ein nicht zu kleiner Unterschied besteht, sehen wir, daß je nach den Umständen die Schmidtsche Methode und das Schmidtsche Instrumentarium die nämlichen Werte von ξ geben können, wie die Machesche Methode und das Elster-Geitelsche Instrumentarium: ξ vom 27. Juni in Tabelle II ist sehr nahe gleich dem ξ in Tabelle I; und drei Werte von ξ in Tabelle IV (23. Juni, 8. Juli und 12. Juli) befinden sich auch in Tabelle III.

8. Dieser in Punkt 7 gezeigte Umstand läßt nicht vermuten, daß der Ionisationsstrom ein absolutes Maß der Emanationsmenge nicht sein könnte, und spricht für die von Herrn Randall bestrittene Vermutung „mehrerer Gelehrten in Europa". Man muß irgendwelche andere Ursachen suchen, warum Resultate der Messung der nämlichen Größe ξ mit zwei verschiedenen Meßmethoden und Meßinstrumenten zuweilen verschieden sein können.

3. Damit der Ionisationsstrom ein absolutes Maß der Radiumemanationsmenge sein könne, muß man folgende drei Bedingungen erfüllen:

1. der Ionisationsstrom muß ein Sättigungsstrom sein;

2. die Wände des Zerstreuungsgefäßes müssen keine Strahlen, welche aus radioaktivem Verlauf in Radiumemanation entstammen, absorbieren: die ganze Radiation dieser Art muß durch die Luft im Zerstreuungsgefäß absorbiert werden;

3. die ganze Ionisation im Zerstreuungsgefäß muß nur aus dem radioaktiven Verlauf der Radiumemanation entspringen und keiner anderen Ursache.

Wenn auch nur eine von diesen drei Bedingungen nicht erfüllt gewesen wäre, würde der Ionisationsstrom kein absolutes Maß des Radiumemanationsgehalts sein. Vielleicht aber sind nicht immer diese drei Bedingungen als gleich vollgültige anzusehen. Zum Beispiel, erst H. W. Schmidt hat gezeigt, welche Gefahr beim Vergessen der zweiten Bedingung entsteht und die Aufmerksamkeit der Forscher auf die Duanesche Arbeit (Journal de Physique (4) **4**, 605, 1905) gerichtet.

Auf die Gefahr, welche aus dem Vergessen der dritten Bedingung entspringt, hat, soviel ich weiß, erst Prof. A. P. Sokolow in Moskau (Journal der Russischen Physikalisch-Chemischen Gesellschaft, Physikalische Abteilung, **37**, 100, 1905) hingewiesen. Dieser Forscher führte bei der Untersuchung der Radioaktivität der aus der Narsan-Quelle im Kaukasus entstammenden Gase zufällig das zu untersuchende Gas nicht durch Trockenapparat und Watteschicht ein, wie es gewöhnlich geschah, sondern unvermittelt in den Rezipienten, wo Ionisationsströme beobachtet wurden; jetzt erschienen die Größen J_t unerwartet zu hoch und verkleinerten sich anfangs zu rasch, dann langsam. Zur Aufklärung dieser merkwürdigen Erscheinung vermutete Herr Prof. A. P. Sokolow, daß unter den Ionen im Meßraum solche Ionen sich befinden, welche nicht aus der Radioaktivität der zu untersuchenden Gase entstammen, sondern aus anderer Ursache, nämlich aus dem Freiwerden der in flüssiger Kohlensäure gelösten Gase. Dieses Freiwerden fand beim Aufschließen der Bombe, in welcher flüssige und gasförmige Kohlensäure und andere Gase aus der Narsan-Quelle sich aufbewahrten, statt. Die Arbeiten von Townsend, der gezeigt hat, daß die bei Elektrolyse der Basen und Säuren auftretenden Gase ionisiert sind, und die von Bloch, der gezeigt hat, daß sogenannte Phosphoremanation und neu präparierte Gase auch ionisiert sind, geben den Anlaß zu vermuten, ob auch die aus Flüssigkeiten durch Erniedrigung des Druckes freiwerdenden Gase ionisiert sind. Herr Prof. A. P. Sokolow weist auf jene Fehler hin, welche aus dieser Ionisation bei nicht hinreichend vorsichtigen Bestimmungen der Radioaktivität in der Natur entstehen können, weil diese von Prof. A. P. Sokolow vermutete Ionisation nicht zu schnell verschwindet. Bei Anwendung der Schmidtschen Methode fängt oft die Beobachtung der Größen J_t bald nach dem Schütteln des zu untersuchenden Wassers mit Luft an, und daher kann man vermuten, daß im Zerstreuungskörperraum eine Ionisation stattfindet, welche nicht aus der Radioaktivität, sondern aus anderen Ursachen entstammt. Herr Prof. A. P. Sokolow hat diese Ionisation Parasitionisation genannt.

4. Ich mache in folgendem einen Versuch, den von mir gefundenen Mißklang bei Messung der Größe von ξ durch die Parasitionisationshypothese aufzuklären.

Nehmen wir erstens an, daß wir in allen Fällen unserer Messungen von ξ nach Maches Methode keine Parasitionisation haben. Diese Ionisation konnte hier verschwinden, weil in die Zirkulationskette, wie früher schon bemerkt ist, Trockenapparat und Watteschicht eingeschlossen waren.

Nehmen wir zweitens an, daß unsere Parasitionisation noch aus einer anderen Ursache verschwinden kann: die Zeit zehrt sie auf. Daher müssen Messungsresultate desto weniger von der Parasitionisation abhängen, je später die Beobachtung der Größen J_t angefangen ist und je längere Zeit die Beobachtung durchgeführt war.

Machen wir noch eine Annahme: Parasitionisation erhält sich desto länger, je stärker und länger das Schütteln des zu untersuchenden Wassers mit Luft geschieht und im Falle von schwachem und kurzem Schütteln können wir gar keine Parasitionisation haben.

Durch diese drei Annahmen kann man erklären, warum die Schmidtsche Methode allgemein größere Werte von ξ als die von Mache gibt; warum bei der Schmidtschen Methode große Schwankungen von ξ entstehen und bei welchen Bedingungen die Schmidtsche Methode ebenso große Werte von ξ geben muß wie die Machesche Methode. Beim Durchsehen der Tabellen II und IV kann man sich überzeugen, daß der Inhalt dieser Tabellen sehr nahe allen Folgerungen der Parasitionisationshypothese entspricht.

Moskau, Februar 1911.

(Eingegangen 9. März 1911.)

Die Ursache der Lichtempfindlichkeit des Selens. I.

(Programm des Theresien-Gymnasiums in München.)

Von Chr. Ries.

Das graukristallinische Selen verdankt seine Bedeutung der Lichtempfindlichkeit, jener wunderbaren Eigenschaft, daß es unter dem Einflusse des Lichtes seinen elektrischen Widerstand bedeutend verringert. Zur Erklärung der eigenartigen Vorgänge im belichteten Selen wurden die verschiedensten Theorien aufgestellt. Einige von diesen konnten nicht lange standhalten, da sie den experimentellen Forschungsresultaten widersprachen. Auf sie hier einzugehen, ist wohl überflüssig, zumal da ich dieselben bereits in einem Buche[1]) ausführlicher behandelt habe. Ich beschränke mich daher auf die neueren Theorien von Berndt-Marc, Hesehus-Schrott, Weigel, Kruyt und Pfund.

Die von Berndt[1]) aufgestellte und von Marc[2]) weiter ausgebaute chemische Theorie hat rasch viele Anhänger gefunden. Nach Berndt existiert das kristallinische Selen in zwei Modifikationen, welche im dynamischen Gleichgewicht miteinander stehen. Durch Belichtung wird dieses allmählich verschoben, bei Verdunkelung kehrt der ursprüngliche Zustand allmählich wieder zurück. Marc unterscheidet zwei Selenformen, Se_A und Se_B. Erstere entsteht durch Erhitzen des amorphen Selens auf niedrige Temperaturen (von ungefähr 130°) und ist praktisch ein Nichtleiter der Elektrizität. Durch längeres Erhitzen des Selens auf etwa 200° bildet sich die Modifikation Se_B, welche die Elektrizität leitet und lichtelektrisch empfindlich ist. Die Form, welche bei 200° erhalten wird, ist jedoch zweifellos nicht einheitlich, sondern eine feste Lösung zweier im verschiebbaren Gleichgewicht sich befindlichen Formen. Im Lichte wird das Gleichgewicht $Se_A \rightleftarrows Se_B$ zugunsten der letzteren verschoben, also in derselben Richtung wie durch kräftige Erhitzung. Diese Theorie, nach der das Licht eine chemische Umwandlung hervorruft, scheint mir für die Dauer nicht standzuhalten. Es wurde nicht bloß nachgewiesen, daß bei Belichtung in der Zelle keine meßbare Wärmeumsetzung stattfindet, wie sie doch jeden dort auftretenden chemischen Prozeß begleiten müßte, ja es wurde sogar bei −185° eine fast ebenso große Lichtempfindlichkeit wie bei Zimmertemperatur festgestellt; eine chemische Reaktion kann aber bei der tiefen Temperatur nur schwer vor sich gehen. Auffallen muß auch die rasche Rückverwandlung von Se_B in Se_A mit der Abdunkelung. Mittels dieser chemischen Theorie hat man in neuester Zeit auch die Abnahme der Leitfähigkeit bei Belichtung zu erklären versucht; ich werde aber im II. Teil dieser Arbeit den Nachweis bringen, daß diese sogenannte negative Lichtempfindlichkeit gar keine lichtelektrische Eigenschaft des Selens ist. Ich bin der Ansicht, daß es sich bei der Wirkung des Lichtes auf das Selen nicht um einen chemischen, sondern um einen rein physikalischen Vorgang handelt. Dies scheint mir insbesondere auch daraus hervorzugehen, daß elektrische Schwingungen nach Agostini[3]) und Berndt[4]) den elektrischen Widerstand der Selenzellen herab-

1) Ries, Die elektrischen Eigenschaften und die Bedeutung des Selens für die Elektrotechnik. Harrwitz, Berlin 1908.

1) Diese Zeitschr. **5**, 121 u. 289, 1904; Mechaniker 1904, S. 97.

2) Marc, Die physikalisch-chemischen Eigenschaften des metallischen Selens. Voß, Hamburg 1907.

3) Nuov. Cim. **8**, 81, 1898.

4) Diese Zeitschr. **5**, 121, 1904.

setzen und nach Chiarini[1]) im Selen eine elektromotorische Kraft erzeugen. Beide Wirkungen sind auch dem Lichte eigen. Die elektrischen Wellen scheinen mir doch wohl nur eine Änderung in dem elektrischen Zustande des Selens, nicht aber eine vorübergehende chemische Umwandlung hervorrufen zu können.

Während nach Marc sowohl bei kräftiger Erhitzung wie bei Belichtung die nämliche Selenmodifikation entsteht, fand Kruyt[2]), daß beim Erhitzen eine Selenform Se_B von größerem, beim Belichten dagegen eine solche Se_A von kleinerem spezifischen Gewichte sich bildet. Es findet also im Lichte eine Verschiebung des Gleichgewichtes in der Richtung $Se_B \rightarrow Se_A$ statt. Kruyt schließt aus seinen Versuchen auf eine Volumenvergrößerung des Selens im Lichte und bringt damit die elektrische Leitfähigkeitszunahme bei Bestrahlung in enge Beziehung. Ich habe das Kruytsche Resultat mittels einer genaueren Versuchsanordnung einer gründlichen Prüfung unterworfen und gefunden, daß eine Volumenvergrößerung des Selens bei Belichtung nicht existiert und daß die von ihm beobachteten Schwankungen einer Fehlerquelle entstammen. Damit ist der Kruytschen Theorie aber die Grundlage entzogen. Die genaueren Angaben über diese Untersuchung enthält Teil I dieser Arbeit.

Nach Weigel[3]) beruht die Lichtempfindlichkeit des Selens auf einer Widerstandsverminderung des absorbierten Wassers unter dem Einflusse des Lichtes. Diese Theorie ist ganz unhaltbar. Abgesehen davon, daß eine Widerstandsverminderung von Wasser bei Bestrahlung überhaupt nicht existiert, sprechen gegen diese Auffassung nicht bloß die Arbeiten der übrigen Forscher, sondern auch zum großen Teil Weigels eigene Versuchsergebnisse. Da man den „schädlichen Einfluß der Feuchtigkeit" erkannt hat, schließt man sogar allgemein die Zellen in evakuierte Röhren ein oder umgibt sie wenigstens mit einer schützenden Schicht. Im Abschnitt IIc werde ich auf die Weigelsche Auffassung zurückkommen.

Meines Erachtens muß man bei der Forschung nach der Ursache der Lichtempfindlichkeit des Selens die Frage in Erwägung ziehen: Worauf beruhen die übrigen lichtelektrischen Erscheinungen, der Hallwachs-Lenard-Hertz- und Becquerel-Effekt? Diese finden bekanntlich ihre Erklärung durch Bewegung elektrischer Ladungen unter dem Einflusse des Lichtes. Läßt sich nun nicht auch die Lichtempfindlichkeit des Selens auf Elektronenbewegung zurückführen? Meiner Meinung nach muß es eine einheitliche physikalische Erklärung aller lichtelektrischen Erscheinungen geben, wenn auch die Vorgänge bei ihnen nicht völlig gleich sind. Die elektronische Auffassung hat allein diesen Vorzug, daß sie alle lichtelektrischen Erscheinungen in einer leicht übersichtlichen Form zusammenfaßt.

Pfund[1]) hat sich bereits für die elektronische Auffassung der Vorgänge im belichteten Selen entschieden. Die Erklärungen von Hesehus[2]) und Schrott[3]) dürften den Übergang zu dieser neueren Anschauung bilden. Letztere haben die Lichtwirkung auf Ionisation zurückgeführt; unter dem Einfluß des Lichtes entstehen nach ihnen freie Ionen, welche die vergrößerte Leitfähigkeit bedingen. Nach dem heutigen Stand der Elektronentheorie und den neuesten Anschauungen über das Wesen der Leitfähigkeit der Metalle muß wohl die Annahme einer ionisierenden Wirkung des Lichtes der elektronischen Auffassung Platz machen.

Die Leitfähigkeit der Metalle beruht darauf, daß beim Durchgang des Stromes eine Bewegung von Elektronen durch den Leiter stattfindet. Die Wirkung des Lichtes auf das Metall ist ein Resonanzphänomen; durch Licht bestimmter Perioden werden entsprechende Elektronen zum Mitschwingen angeregt und in fortschreitende Bewegung versetzt. Nun wissen wir, daß die von den ultravioletten Strahlen aus den Atomen ausgelösten Elektronen eine so große Anfangsgeschwindigkeit besitzen, daß sie aus dem Metall herausgeschleudert werden. (Dagegen kommt den elektrolytischen Ionen nur eine sehr geringe Beweglichkeit zu.) Nehmen wir nun an, daß die leitfähigkeitserhöhenden sichtbaren Strahlen Elektronen von etwas geringerer Geschwindigkeit auslösen wie die ultravioletten bei der lichtelektrischen Entladung, so haben wir die Ursache der Leitfähigkeitsänderungen im belichteten Selen. Die unter dem Einfluß des sichtbaren Lichtes von den Atomen losgetrennten Elektronen können infolge ihrer geringeren Geschwindigkeit den Körper nicht verlassen, sie erhöhen die Zahl der für den Stromtransport verfügbaren Elektronen und somit die Leitfähigkeit. Abschnitt IV der vorliegenden Arbeit enthält eine nähere Begründung dieser Anschauung.

1) Rend. R. Acc. dei Linc. **18**, 246, 1909.
2) Zeitschr. f. anorg. Chemie **64**, 305, 1909.
3) Dissertation Göttingen 1905 und N. Jahrb. f. Min., Beil., **25**, 325, 1906.

1) Diese Zeitschr. **10**, 340, 1909.
2) Journ. d. Russ. phys.-chem. Ges. **37**, 221, 1905 und diese Zeitschr. **7**, 163, 1906.
3) Ber. d. Wien. Akad. **115** II A, 1031, 1906 und diese Zeitschr. **8**, 42, 1907.

I. Scheinbare Volumenvergrößerung des Selens bei Belichtung.

Kruyt setzte feingepulvertem Selen 0,5 Proz. Silber zu, erhitzte das Präparat im evakuierten Glasrohr drei Tage lang auf 200° und kühlte es langsam ab. Das Selenpulver wurde dann in ein Dilatometer mit flachem Gefäß gebracht, das 4,6 cm lang, 3 cm breit und 0,7 cm tief war. Als Füllflüssigkeit benutzte er Alkohol. An das Dilatometer wurde eine Kapillare von 0,3 mm Lumen, welche mit einer Milchglasskala verbunden war, angeschmolzen nnd 30 Minuten evakuiert, bis sich der Alkohol auf einen bestimmten Punkt der Skala einstellte. Als Lichtquelle diente eine elektrische Kohlenspitzen-Bogenlampe, deren Licht mittels einer Linse konzentriert wurde. Zur Absorption der Wärmestrahlen war zwischen Lichtquelle und Dilatometer, das sich in einem Wasserbad befand, ein Gefäß mit Alaunlösung eingeschaltet. Bei Belichtung zeigte sich eine Steigung des Flüssigkeitsniveaus von 13—15 mm im Kapillarrohr. Versuche mit einem zweiten Dilatometer von denselben Dimensionen, das mit Eisenpulver und Alkohol gefüllt war, ergaben ein Steigen von 6—7 mm, eine Wirkung, die den Wärmestrahlen zukommt. Die Differenz beträgt also etwa 8 mm. Kruyt schreibt nun das Steigen der Flüssigkeit um 8 mm in der Kapillare des Selendilatometers dem Einflusse des Lichtes zu, zumal er im diffusen Tageslicht, das im März von einer weißen Schneeschicht reflektiert wurde, schon beim Aufziehen bezw. Herablassen des Fenstervorhanges eine Änderung des Flüssigkeitsniveaus in der Kapillare um 7—8 mm erhielt, während das Eisendilatometer dem Tageslicht gegenüber unempfindlich gewesen sein soll.

Nun scheint mir dieser Schluß absolut nicht berechtigt. Nachgewiesen ist vielmehr, daß bei dem Vorgang tatsächlich Wärmewirkungen beteiligt sind. Nun ist aber nach Fizeau[1]) der lineare Ausdehnungskoeffizient des kristallinischen Selens 0,0000493, also mehr als viermal so groß wie der des Eisens. Daher wird eine durch Wärmezufuhr hervorgerufene und am Eisendilatometer noch kaum wahrnehmbare Volumenvergrößerung am Selendilatometer recht deutlich merkbar sein. Ferner ist das Absorptionsvermögen für Wärmestrahlen bei dem Selen stärker als bei dem Eisen. Dazu kommt, daß die spezifische Wärme des Selens ($c = 0{,}08$) geringer ist als die des Eisens ($c = 0{,}11$) und da auch das spezifische Gewicht des Selens nur 4,8 gegen 7,8 bei Eisen beträgt, so reicht zu gleicher Temperaturerhöhung ein und derselben Raumteile bei dem Selen eine weit geringere Wärmezufuhr hin als bei dem Eisen. Auf Grund dieser Eigenschaften des Selens schien es mir ganz natürlich, daß das Selendilatometer ein größeres Steigen aufwies als das Eisendilatometer. Ich entschloß mich daher, die von Kruyt beobachtete Erscheinung auf einem anderen Wege, der mehr Aussicht auf Erfolg bot, gründlich zu studieren.

Ehe ich auf diese Versuche eingehe, will ich einige Erfahrungen, die ich bei meinen Vorversuchen gemacht habe, anführen. Es wurde eine Thermometerkugel mit einer feinen kristallinischen Selenschicht überzogen und neben einem anderen Thermometer in die Nähe einer Wärmequelle gebracht. Das Thermometer mit Selenüberzug stieg weit höher als das andere, und zwar war die Wirkung noch stärker als bei einer Kugel mit Rußüberzug. Ferner wurden zwei ganz gleiche Dilatometer von der Form, wie sie Kruyt benutzte, mit gepulvertem Selen bezw. Eisenpulver gefüllt und Alkohol aufgegossen. Da die Pulverung von Selen und Eisen nie ganz gleich war, waren ungleiche Alkoholmengen nötig zur Füllung der Dilatometer bis zu gleicher Höhe der Kapillare. Es schien mir daher nicht ausgeschlossen, daß dieser Unterschied einen Einfluß auf die Erscheinung haben könnte.

Da ein Steigen des Niveaus in der Kapillare bei der Kruytschen Versuchsanordnung sowohl durch Ausdehnung des Selens wie des Alkohols hervorgerufen sein kann, wurde eine Methode ersonnen, bei der die Strahlung auf den Alkohol und das Selen in entgegengesetztem Sinne wirkt. Dies ist die hydrostatische Methode. Man bringt eine Selenscheibe in Alkohol und bestimmt mittels der hydrostatischen Wage, welchen Auftrieb die Selenscheibe infolge Ausdehnung des Selens durch die Lichtstrahlen erleidet. Verursacht die Strahlung eine Ausdehnung des Selens, so vergrößert sich der Auftrieb, es findet also eine Gewichtsabnahme statt. Wirkt die Strahlung aber auf den Alkohol, so muß infolge der Abnahme des spezifischen Gewichtes des Alkohols eine Auftriebsverminderung eintreten. Dasselbe gilt bei einer Einwirkung der Strahlung auf das Glasgefäß. Läßt sich also bei dieser Versuchsmethode tatsächlich eine Gewichtsabnahme der Selenschicht mit dem Auffallen des Lichtes nachweisen, so hat sie ihre Ursache unbedingt in der Einwirkung der Strahlung auf das Selen selbst; ob die Ursache eine Wärme- oder Lichtwirkung ist, muß der zeitliche Verlauf der Veränderungen ergeben. Die Wirkung auf den Alkohol und das Glasgefäß muß nach Möglichkeit ausgeschaltet werden.

Nun dringt nach Marc das Licht nur bis zu einer Tiefe von $5 \cdot 10^{-5}$ mm in die Selen-

1) Pogg. Ann. 138, 26, 1869.

schicht ein, die tiefer liegende Masse bleibt von der Lichtwirkung unberührt. Es handelt sich also nur um eine Wirkung des Lichtes auf die oberste Schicht. Es empfiehlt sich demnach, eine Selenscheibe von möglichst großer Oberfläche zu konstruieren. Kruyt belichtete sein Dilatometer nur auf einer Seite; die dem Lichte direkt ausgesetzte Oberfläche betrug (4,6·3) qcm = 13,8 qcm. Da die seitlichen Flächen nur sehr klein waren, auch nur von seitlichem Licht getroffen werden konnten, so darf man die belichtete Oberfläche sicher nicht größer als 20 qcm annehmen. Nun betrug bei dem Kruytschen Versuch die Volumenzunahme im Tageslichte, wenn der Kapillarendurchmesser 0,3 mm und die Steigung der Säule 8 mm war, ungefähr 0,565 cmm. Ein Selenpräparat mit kaum 20 qcm Oberfläche müßte demnach im Tageslicht eine Gewichtsabnahme von (0,565·0,793) mg = 0,448 mg in Alkohol erleiden.

Ich stellte mir eine Selenscheibe von (18·18) qcm = 324 qcm her. Da dieselbe beiderseits belichtet wurde, so beträgt die bestrahlte Oberfläche 648 qcm, war also sicher 32mal so groß wie bei dem Kruytschen Versuch. Es müßte daher bei gleicher Lichtintensität eine Gewichtsabnahme von 13,336 mg eintreten. Das Gewicht der Selenscheibe betrug 121,440 g, der Auftrieb in Alkohol im Dunkeln 20,0628 g, das Volumen also 25,3 ccm, somit das spezifische Gewicht 4,80. Die Dicke der Platte war durchschnittlich 0,78 mm.

Die Herstellung der Selenscheibe machte große Schwierigkeiten und gelang erst nach mehreren Versuchen. Ich erhitzte zwei große Glasplatten über 200° und brachte auf die eine Platte eine größere Menge Selen, das bald schmolz. Dann legte ich auf jede Ecke der Platte je ein Glasplättchen von etwa 0,8 mm Dicke und drückte die zweite Glasplatte auf die Masse. So wurde die zwischen den zwei Platten befindliche Selenmasse an allen Stellen ziemlich gleich stark. Nach der Abkühlung haften die Glasplatten fest an der schwarzen glasigen Selenscheibe. Dann wurde das Präparat 30 Stunden lang auf 200° erhitzt und langsam abgekühlt. Auf langsame Kühlung ist besonders zu achten, da sonst die Selenscheiben Risse erhalten. Während der Kristallisation hatte sich das Selen bereits von den Glasplatten gelöst, so daß es nach der Abkühlung sofort gebrauchsfähig war.

Obwohl die Reinheit des Selens der Firma Merck in Darmstadt, das ich zu den Versuchen verwendete, bekannt ist, wurde dasselbe nach den Vorschriften von Marc gereinigt und getrocknet. Zur Wägung verwendete ich eine ausgezeichnete Wage der Firma Wagner & Munz in München, die zu einer hydrostatischen Wage umgebaut wurde und eine Empfindlichkeit von 0,4 mg aufwies.

Die Aufhängung der Selenscheibe geschah mittels eines sehr feinen Drahtes. Der Glastrog, welcher die Selenplatte und die Füllflüssigkeit aufnehmen sollte, hatte die Dimensionen 20 cm · 20 cm · 5 cm. Derselbe wurde mit Absicht nicht zu schmal gewählt, damit er eine große Menge Alkohol aufnehmen und eine Temperatursteigerung der Flüssigkeit beim Auffallen der Strahlung nicht so leicht eintreten konnte. Als Lichtquelle benutzte ich zu beiden Seiten der Scheibe je eine kräftige Gasglühlichtlampe nebst Spiegel, bei späteren Versuchen Tageslicht. Zwischen Lichtquelle und Glastrog befand sich zur Absorption der Wärmestrahlen eine Alaunlösung. Durch Heben oder Senken eines Mantels konnte die Wage nebst dem Selenpräparat den Lichtstrahlen ausgesetzt oder entzogen werden.

Die Wagschale wurde so belastet, daß der Zeiger der Wage auf Null einspielte. Nun wurde so lange gewartet bezw. reguliert, bis die Zeigerstellung längere Zeit hindurch völlig konstant blieb. Wurde nun belichtet, so trat im ersten Moment keine Änderung der Zeigerstellung ein, nach fünf Sekunden kaum eine Spur und dann erfolgte ein fast gleichmäßiges Anwachsen des Ausschlages innerhalb einer Minute. Nach der Abdunkelung bewegte sich der Zeiger in ungefähr derselben Weise ziemlich gleichmäßig gegen die Nullage zurück. Die Selenscheibe hatte tatsächlich eine Gewichtsabnahme bei Bestrahlung erfahren. Eine geringe Erwärmung des Alkohols trat nur ein, wenn die Belichtung mit Gasglühlicht länger als $^3/_4$ bis 1 Minute ausgedehnt wurde, was daraus zu ersehen war, daß der Zeiger, nachdem eine Minute lang abgedunkelt worden war, nicht auf den Nullpunkt zurückging, sondern über den Nullpunkt hinaus nach der Gegenseite ausschlug. Daher beschränkte ich mich auf nur kurze Belichtungen. Ich betone hier ausdrücklich, daß sich meine Versuchsresultate nur auf kurz dauernde Belichtungen beziehen, nach denen der Zeiger der Wage wieder konstant auf Null stehen blieb. Es kann also nicht der Einwand gebracht werden, daß bei meinen Versuchen die Lichtwirkung durch eine entgegengesetzte Wärmewirkung gehemmt wurde. Übrigens müßte sich auch die Lichtwirkung auf das Selen viel rascher äußern als die Wärmewirkung auf den Alkohol. Eine Temperaturerhöhung des Alkohols konnte auch mit einem feinteiligen Thermometer nicht konstatiert werden.

Meine Beobachtungen ergaben mit Sicherheit, daß die Gewichtsabnahme bei Bestrahlung

nicht den Lichtstrahlen, sondern lediglich der Wärmestrahlung zuzuschreiben ist. Ließe sich die durch das Licht hervorgerufene Leitfähigkeitsänderung im Selen durch eine Volumenvergrößerung erklären, wie es Kruyt tut, so müßte die Volumenzunahme den gleichen Verlauf nehmen wie die Leitfähigkeitssteigerung. Nun findet aber beim Auffallen der Lichtstrahlen eine momentane starke Leitfähigkeitssteigerung und im weiteren Verlauf der Belichtung nur noch eine schwache Zunahme der Leitfähigkeit statt. Die Volumenvergrößerung, gemessen mittels der hydrostatischen Wage, gab ein ganz anderes Bild. Von einem momentanen Anwachsen ist überhaupt gar keine Rede und die allmähliche Volumenzunahme weist auf Wärmewirkung hin. Daß meine Wage empfindlich genug war, ergibt sich daraus, daß sie bei Auflage von nur 2 mg momentan stark reagierte.

Die kräftigste Stütze für meine Behauptung bieten meine Beobachtungen im Tageslicht. Ich arbeitete unter ähnlichen Verhältnissen wie Kruyt. Es war ein klarer Tag Mitte November. Die niedrigen Dächer der rückwärtigen Gebäude waren mit glänzendem Schnee bedeckt. Die Temperatur in meinem Beobachtungszimmer betrug konstant 10,2° C. Auf die Rückseite der Selenscheibe wurde das Licht mittels mehrerer entsprechend angeordneter Spiegel so gelenkt, daß sie hell beleuchtet war. Als ich den Mantel von dem Präparat abnahm, zeigte sich momentan keine Änderung, nach fünf Sekunden eine Spur und dann trat eine bis zur Belichtungsdauer von $1^1/_2$ Minuten fast gleichmäßige Gewichtsabnahme ein; bei Abdunkelung erfolgte die Rückkehr in die Gleichgewichtslage die erste Minute fast geradlinig, dann etwas langsamer. Der Versuch wurde mehrmals wiederholt. Die Gewichtsabnahme im Tageslicht betrug 4,0 mg, was einer Volumenzunahme von ca. 5,1 cmm entspricht. Dies ist nicht ein Drittel des auf Grund der Kruytschen Mitteilungen berechneten Effektes. Ob diese Differenz in der Größe des Effektes lediglich durch einen Unterschied der Belichtungsintensität erklärt werden kann, erscheint mir zweifelhaft, zumal die Belichtungsdauer bei meinen Versuchen länger war als bei Kruyt. Übrigens kommt es hier weniger auf die Größe des Effektes, als vielmehr auf den zeitlichen Verlauf der Änderungen an.

Um den Unterschied zwischen Leitfähigkeits- und Volumensteigerung bei Bestrahlung an ein und demselben Präparat studieren zu können, habe ich folgenden ziemlich mühevollen Versuch ausgeführt. Es wurde eine Selenplatte von derselben Art wie die beschriebene hergestellt, nur wurden an vier Stellen je zwei feine Kupferdrähte parallel zueinander eingelegt. Je zwei zusammengehörige Drähte hatten einen Abstand von etwa 1 mm und stellten mit der dazwischenliegenden Selenschicht je eine Selenzelle dar. Dieses Präparat wurde sechsmal hintereinander je $1^1/_2$ Minuten in Zwischenräumen von $^1/_2$ Stunde in der Zeit von 11—2 Uhr dem Tageslicht ausgesetzt. Beim ersten Versuch wurde die zeitliche Gewichtsabnahme der Scheibe bei $1^1/_2$ Minuten langer Bestrahlung und die darauf folgende Rückkehr zum Dunkelwert festgestellt. Für die Versuche 2—5 wurde die Scheibe in genau derselben Lage in dem benutzten Ölbad belassen, aber festgeklemmt, und jede Selenzelle einzeln an eine Stromquelle und ein hochempfindliches Galvanometer angeschlossen. Die vier Zellen zeigten ein ganz ähnliches Verhalten. Der zeitliche Verlauf der Leitfähigkeitsänderung während der Bestrahlung und kurz nach derselben ist in Kurve I Fig. 1 dargestellt. Der sechste Versuch war eine Wiederholung des ersten und bestätigte die Richtigkeit des dort gefundenen Resultats. Kurve II gibt den zeitlichen Verlauf der Volumenänderung infolge der Bestrahlung an.

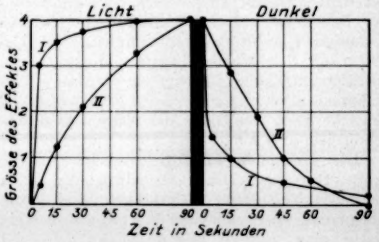


Fig. 1.

Die beiden Kurven, welche sich auf ein und dieselbe Zelle beziehen, haben gar keine Ähnlichkeit; man sieht, daß die Leitfähigkeits- und Volumenänderungen bei Bestrahlung nicht parallel gehen; es existiert demnach auch nicht der von Kruyt angenommene Zusammenhang zwischen beiden Erscheinungen. Die Volumensteigerung erklärt sich vielmehr lediglich durch Wärmeabsorption, wie sich aus dem zeitlichen Verlauf der Erscheinung zweifellos ergibt. Übrigens habe ich auch bei Ersatz der Selenscheibe durch eine Aluminiumscheibe einen Effekt im gleichen Sinne im Tageslicht beobachten können, was sicherlich nur durch Wärmeabsorption erklärt werden kann. Bei diesem Versuch ging die Zunahme bei Belichtung und die Abnahme bei Abdunkelung in genau derselben Weise vor sich wie bei der Selenzelle, nur war der Effekt ent-

sprechend geringer. Unter dem Einflusse des Lichtes allein entsteht also sicherlich keine Selenform von geringerem spezifischen Gewicht, das Licht befördert nicht die Bildung von Se_A, wie Kruyt annimmt, und damit fällt die ganze von Kruyt aufgestellte Theorie.

II. Scheinbare negative Lichtempfindlichkeit des Selens.

Um das Wesen der Lichtempfindlichkeit des Selens zu erkennen, ist es nötig, das Verhalten von Selenzellen der verschiedensten Konstruktionen bei Bestrahlung gründlich zu studieren und genau zu unterscheiden, welche Vorgänge im Selen durch das Licht und welche durch andere Einflüsse hervorgerufen werden. Fig. 2 enthält vier Kurven, welche das Verhalten der vier verschiedenen Arten von Selenzellen veranschaulicht. Kurve I wurde mittels einer

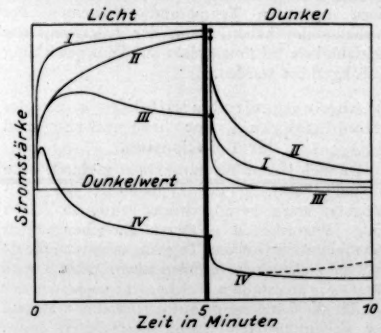


Fig. 2.

weichen, Kurve II mittels einer harten Zelle gewonnen. Die weichen Zellen erhält man im allgemeinen durch längeres Erhitzen des Präparates auf 200° und langsame Abkühlung, die harten Zellen durch Erhitzen auf tiefere Temperaturen, 150—170°, und rasche Kühlung. Die Zellen der ersten Art haben die Eigenschaft, daß ihre Leitfähigkeit mit dem Auffallen der Lichtstrahlen ein momentanes rasches Ansteigen und dann im Verlaufe der Belichtung nur mehr eine geringe Zunahme erfährt. Diese allmähliche Zunahme, welche nach dem momentanen Effekt noch eintritt, heiße ich Trägheit bei Bestrahlung. (Wir werden später sehen, daß es auch eine Dunkelträgheit gibt.) Mit der Abdunkelung erfolgt die Rückkehr gegen den Dunkelwert erst rasch, dann langsamer. Die Zeit, welche von der Abdunkelung bis zur Rückkehr auf den ursprünglichen Dunkelwert verstreicht, ist stets größer als die vorhergehende Belichtungsdauer. Dieses Verhalten der Selenzelle heiße ich Trägheit nach Bestrahlung. Die harten Zellen zeigen, wie man beim Vergleich der Kurven I und II leicht erkennt, eine weit größere Trägheit als die weichen. Es hat sich ergeben, daß die Trägheit bei und nach Bestrahlung in gleicher Weise von der Art der Zellen, sowie der Dauer und Intensität der Belichtung abhängig ist. Es besteht also ein inniger Zusammenhang zwischen diesen beiden lichtelektrischen Eigenschaften des Selens.

Alle Zellen der ersten und zweiten Art heiße ich normal, sie lassen die wahre Lichtwirkung deutlich erkennen. Die Kurven III und IV wurden mittels anomaler Zellen gewonnen. Ich nannte sie anomal, da bei ihnen der eigentliche Lichteffekt durch andere Vorgänge ganz oder teilweise überdeckt ist. Derartige Präparate erhält man, wie ich bereits früher[1]) mitgeteilt, durch längeres Erhitzen des amorphen Selens bis kurz vor den Schmelzpunkt oder durch Kristallisation geschmolzenen Selens und äußerst langsame Kühlung. Trotz gleichartiger Herstellung wird man bald Zellen der dritten Art, bald solche der vierten Art erhalten. Bei jenen wächst mit dem Auffallen der Lichtstrahlen die Stromstärke sofort zu einem Maximum an und nähert sich dann langsam zurückgehend allmählich einem Grenzwert. Diesen Rückgang des Effekts nennt man Ermüdung des Selens. Bei der Abdunkelung fällt die Stromstärke sehr rasch gegen den ursprünglichen Dunkelwert und geht, wenn die Ermüdung etwas kräftiger war, sehr bald unter den ursprünglichen Dunkelwert herab, um sich später wieder zu erholen. Bei den Zellen der vierten Art nimmt die Stromstärke mit dem Auffallen der Lichtstrahlen momentan zu, fällt dann gegen den Dunkelwert und geht schließlich unter denselben herab; dieses Abfallen wird mit der Zeit immer schwächer. Bei der darauffolgenden Verdunkelung nimmt die Stromstärke momentan rasch, dann nur mehr ganz langsam ab. Die momentane Zunahme mit dem Auffallen der Lichtstrahlen kann sehr gering, ja sogar gleich Null sein, so daß nur eine Abnahme der Stromstärke zu beobachten ist. Die Zellen der dritten und vierten Art unterscheiden sich voneinander nur durch die Größe des Rückganges der Stromstärke. Ich werde beweisen, daß diese sogenannte negative Lichtempfindlichkeit der anomalen Präparate gar nicht von dem Einfluß des Lichtes auf das Selen selbst herrührt, daß also die Ermüdung bezw. Abnahme

1) Diese Zeitschr. **9**, 569, 1908.

der Stromstärke keine lichtelektrische Eigenschaft des Selens ist. Dies scheint mir für die Erkenntnis des Wesens der Lichtempfindlichkeit des Selens von großer Bedeutung.

Meine früheren Versuche haben mich bereits zu der Überzeugung gebracht, daß die beschriebenen Vorgänge, welche die positive Lichtempfindlichkeit ganz oder teilweise zu überdecken vermögen, in den anomalen Zellen auf atmosphärische Einflüsse zurückzuführen sind. Meine neueren umfangreichen Arbeiten werden meine damalige Ansicht vollkommen rechtfertigen.

Um Bildung von Seleniden auszuschließen, verwendete ich nur Elektroden aus Kohle. In Schieferplatten wurden parallel zueinander in geringem Abstande Vertiefungen geritzt, in diese Kohlenfäden gelegt und in die Zwischenräume Selen eingeschmolzen. Diese Präparate wurden entweder 1—2 Stunden lang bis gegen den Schmelzpunkt (220°) erhitzt und langsam (1 Std.) abgekühlt, oder es wurde geschmolzenes Selen innerhalb vier Stunden von 250° auf 200° gebracht, wobei Kristallisation eintrat, und dann langsam gekühlt. Zur Beleuchtung diente eine regulierbare Lichtquelle, deren Wärmestrahlen durch Zwischenschaltung einer Alaunlösung nach Möglichkeit ausgeschlossen waren. Wärmewirkungen kommen bei den folgenden Versuchen um so weniger in Betracht, als fast nur mit ganz geringen Lichtintensitäten gearbeitet wurde. Als elektrischen Meßapparat verwendete ich ein Deprez-d'Arsonval-Galvanometer von Siemens & Halske. Der Ausschlag von einem Skalenteil bei 3 m Abstand zwischen Spiegel und Skala entsprach gleich $2{,}8 \cdot 10^{-10}$ Amp. Als Stromquelle benutzte ich Akkumulatoren.

Von den 42 angefertigten Präparaten erwiesen sich 37 als im allgemeinen brauchbar. Von den unbrauchbaren fünf Zellen hatten zwei die Eigenschaft, daß ihr Widerstand beständigen mächtigen Schwankungen unterworfen war, drei verhielten sich normal. Die anomalen Zellen besaßen kurz nach der Herstellung ungefähr denselben Widerstand wie normale Zellen; dagegen waren sie polarisierbar, während normale Zellen keine oder nur ganz schwache Polarisation aufweisen. Bei längerer Belichtung zeigten sie mehr oder minder die Ermüdung. Während nun bei den normalen Zellen die Dunkelleitfähigkeit im allgemeinen mit der Zeit etwas abnimmt, konnte ich bei den anomalen Präparaten eine auffallende Vergrößerung des Dunkelwertes der Leitfähigkeit von Tag zu Tag beobachten; gleichzeitig damit wuchs die Polarisierbarkeit. Wurde nun ein solches Präparat in den Stromkreis eingeschaltet und sofort belichtet, so zeigte die Stromstärke bei einigen Zellen die in Kurve IV dargestellten Veränderungen, bei den meisten Zellen nur ein schwächeres Abfallen, wie es eine zwischen III und IV gelegene Kurve veranschaulichen würde. Alle anomalen Präparate hatten ferner schon kurz nach der Herstellung die Eigenschaft, daß die Stromstärke im Dunkeln nicht konstant blieb, sondern erst rasch, dann langsam bis zu einem Minimum abnahm. Dieser Rückgang des Dunkelwertes bei längerem Einschalten des Stromes wuchs von Tag zu Tag zugleich mit der Leitfähigkeit, der Polarisierbarkeit und der sogenannten negativen Lichtempfindlichkeit der Zellen. Offenbar haben alle diese eigenartigen Erscheinungen eine gemeinsame Ursache.

Als ich eine vollständig normale Zelle mit positivem Temperaturkoeffizienten des Widerstandes dem Lichte direkt aussetzte, so zeigte sie ebenfalls die Ermüdung. Hier beruhte der Rückgang der Leitfähigkeit auf dem Einflusse der Wärmestrahlen, wovon ich mich durch Zwischenschaltung der Alaunlösung überzeugen konnte. Da die anomalen Präparate gewöhnlich einen negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes haben, kann der Rückgang der Leitfähigkeit bei ihnen nicht auf Wärmewirkung zurückgeführt werden.

a) Abhängigkeit des Effektes von dem Stromdurchgang, der Stromstärke und der Polarisation.

Da bei jedem Stromdurchgang durch eine anomale Selenzelle der Dunkelwert der Leitfähigkeit stark herabgedrückt wird, so ist es nötig, Versuche in größeren Zwischenräumen von mindestens je einem Tag vorzunehmen, damit sich die Zelle wieder erholen kann. Nun war es interessant zu erfahren, welcher Unterschied in der Leitfähigkeitsänderung auftritt, wenn während der Belichtung der Strom geschlossen bezw. unterbrochen ist. Es war notwendig, den Ausschlag 1. im Dunkeln und am Anfang der Belichtung, 2. am Ende der Belichtung und Anfang der Abdunkelung, 3. am Ende der Abdunkelung festzustellen. Also mußte dreimal der Strom wenigstens einige Sekunden eingeschaltet werden. Da bei einem besonders gut wirksamen Präparat infolge der ersten zwei, wenn auch nur kurzen Stromdurchgänge schon ein beträchtlicher Rückgang des Dunkelwertes erfolgt, wurden zu den Versuchen Zellen verwendet, die weniger stark reagieren. Aus Fig. 3 und Tabelle 1 sind die Änderungen der Stromstärke mit und ohne Stromdurchgang ersichtlich. Die punktierte Kurve gibt den Verlauf bei unterbrochenem Strom an; man sieht, daß das Verhalten normal ist. Daß die Trägheit geringer ist als bei normalen Zellen, erklärt sich durch die bei dem zweimaligen Einschalten des Stromes

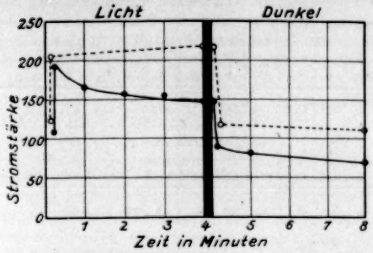


Fig. 3.

Tabelle 1.

Minuten	Licht		Dunkel	
	mit Strom	ohne Strom	mit Strom	ohne Strom
0	111	128	149	220
1/6	192	208	89	120
1/2	181		84	
1	172		80	
2	161		76	
3	153		72	
4	149	220	70,5	110

eintretenden Störungen. War der Strom beständig geschlossen, so zeigte die Zelle, wie aus der anderen Kurve ersichtlich ist, anomales Verhalten. Stark anomale Zellen, bei denen die Stromstärke schon nach wenigen Sekunden unter den Dunkelwert herabgeht, wiesen stets eine bedeutende Zunahme der Leitfähigkeit auf, wenn der Strom erst einige Minuten nach dem Beginn der Belichtung eingeschaltet wurde. Mit dem Moment des Einschaltens aber begann eine sehr rasche Abnahme der Stromstärke. Aus diesen und anderen ähnlichen Versuchen ergab sich zweifellos, daß die Abnahme der Stromstärke in den anomalen Zellen nicht durch das Licht, sondern durch den Stromdurchgang selbst verursacht wurde. Bei den normalen Zellen dagegen ist der Strom ohne Einfluß auf die Leitfähigkeitsänderungen im Lichte.

Wenn nun das Verhalten der anomalen Selenzellen durch den Stromdurchgang verursacht wird, so muß eine vorhergehende Polarisation auf den Verlauf der Erscheinung bei Belichtung von ganz besonderem Einflusse sein. Um darüber Klarheit zu erhalten, wurden an mehreren Zellen je drei Versuche folgender Art ausgeführt.

Erster Versuch: Eine anomale Zelle, die zuerst einige Minuten kurz geschlossen war, wurde in den Stromkreis eingeschaltet und sofort drei Minuten belichtet. Sie zeigte zuerst Zunahme, dann Abnahme der Stromstärke unter den Dunkelwert. Die Stromstärken sind für zwei verschiedene Präparate, a und b, in Tabelle 2 unter I angegeben. Kurve I in Fig. 4 veranschaulicht die Änderungen der Stromstärke bei dem Präparat a.

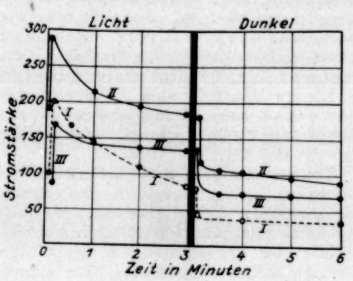


Fig. 4.

Tabelle 2.

Minuten	Stromstärke											
	Licht						Dunkel					
	I		II		III		I		II		III	
	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b	a	b
0	102	190	190	200	86	185	80	170	180	178	136	188
1/6	200	210	280	203	162	205	49	150	120	163	81	168
1/2	170	201	239	191	154	205	43	140	110	160	77	163
1	148	192	215	181	146	200	40	135	105	158	75	158
2	110	180	102	180	139	193	38	125	97	153	72	153
3	80	170	180	178	136	188	36	118	91	149	70	149

Zweiter Versuch: Am folgenden Tage war der Dunkelwert der Leitfähigkeit etwas größer; das Präparat wurde wieder einige Minuten kurz geschlossen. Vor der Belichtung war diesmal der Strom fünf Minuten lang in entgegengesetzter Richtung durch das Präparat gesendet worden, so daß der dadurch erzeugte Polarisationsstrom mit dem nachfolgenden Strome gleichgerichtet war, ihn also verstärkte. Bei Bestrahlung, die sofort nach der Stromwendung erfolgte, stieg die Stromstärke erst an und fiel dann rasch ab, und zwar in der ersten Minute viel schneller als bei dem Versuche I infolge des raschen Verschwindens des erzeugten Polarisationsstroms. Die Zunahme der Stromstärke bei Beginn der Belichtung war in einigen Fällen kaum mehr zu beobachten (vgl. Präparat b in der Tabelle). Die Veränderungen bei dem Präparat a sind in Kurve II graphisch dargestellt, das Zahlenmaterial enthält Tabelle 2 unter II.

Dritter Versuch: Am dritten Tage war die Leitfähigkeit nur wenig größer als am ersten. Das Präparat wurde zuerst wieder kurz geschlossen

und dann in den Stromkreis eingeschaltet. Als die Stromstärke nach fünf Minuten sich einem Minimum genähert hatte, erfolgte die Belichtung. Das Präparat zeigte jetzt nur mehr die Ermüdung, die Stromstärke fiel erst bei der Abdunkelung unter den Dunkelwert, wie aus Kurve III ersichtlich ist. Schaltet man also das anomale Präparat vor der Belichtung zuerst längere Zeit in den Stromkreis ein, so kommt die Leitfähigkeitsvergrößerung im Lichte deutlich zum Ausdruck, und zwar um so mehr, je länger das Präparat vorher eingeschaltet blieb. Dies beweisen auch die vier folgenden Versuche.

Eine anomale Zelle wurde sofort nach dem Einschalten in den Stromkreis drei Minuten lang schwachem Lichte ausgesetzt. Sie zeigte sehr starke Ermüdung, wie aus Kurve I in Fig. 5 ersichtlich ist. Als sie aber nach einigen Tagen zuerst 40 Minuten eingeschaltet blieb, während welcher Zeit die Stromstärke von 200 auf 130 herabgedrückt wurde, verhielt sie sich bei Belichtung ganz normal (Kurve I'). Drei Minuten nach der Abdunkelung war der ursprüngliche Dunkelwert noch lange nicht erreicht. Nach mehreren Tagen wurde dieselbe Zelle bei noch schwächerer Belichtung sofort nach dem Einschalten drei Minuten exponiert. Das Präparat war stark anomal, wie Kurve II zeigt. Als es aber nach drei Tagen zuerst 30 Minuten eingeschaltet blieb, verhielt es sich normal (Kurve II'). Das zugehörige Zahlenmaterial enthält Tabelle 3.

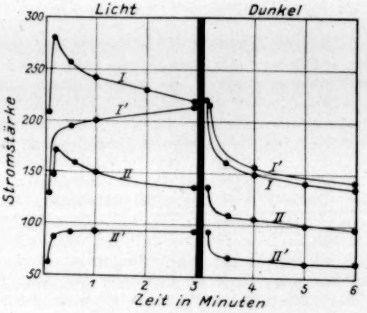


Fig. 5.

Während nun bei dem Versuch III (Tab. 2, Fig. 4) der Rückgang der Stromstärke in der letzten Minute vor der Belichtung nur mehr gering war, betrug er in der ersten Minute der Belichtung nach der Erreichung des Maximums mehrere Skalenteile. Es hat sich also im Lichte die Leitfähigkeit und somit auch die Stromstärke erhöht und unter dem Einflusse dieser größeren Stromstärke trat ein weiterer Rückgang ein. Daß die Stromstärke auf die Erscheinung von wesentlichem Einfluß ist, geht aus folgendem Versuch recht deutlich hervor.

Tabelle 3.

	Licht						Dunkel				
Min.	0	1/6	1/2	1	2	3	1/6	1/2	1	2	3
I	208	278	255	245	231	222	—	161	151	142	138
I'	131		192	200	212	220			155	149	145
II	148	170	160	152	145	140		112	108	102	99
II'	60	83	89	90	91	91	72	70	68	65	94

Will man die Abhängigkeit des Effektes von der Spannung studieren, so empfiehlt es sich nicht, Versuche an demselben Präparat mit verschiedenen Spannungen vorzunehmen. Die Dunkelleitfähigkeit des anomalen Präparates wechselt ja von Tag zu Tag; mit der Höhe der Dunkelleitfähigkeit aber nimmt im allgemeinen auch der Rückgang der Stromstärke während des Versuchs zu. Bei den beständigen Schwankungen wird man daher zu Resultaten kommen, die keinen sicheren Schluß zulassen. Davon habe ich mich wiederholt überzeugt. Ich wendete daher folgenden Kunstgriff an. Ein anomales Präparat wurde mit den beiden Polen eines Akkumulators von 2 Volt verbunden. Nach 10 Sekunden betrug die Stromstärke im Dunkeln 220, nach 1 Minute 180, nach 7 Minuten 150. Innerhalb der letzten drei Minuten war sie nur um 4 gesunken und sie wäre innerhalb der nächsten drei Minuten sicher nur auf 148 zurückgegangen. Nun wurden aber drei Minuten lang statt der 2 Volt 8 Volt angelegt, und als nachher wieder 2 Volt eingeschaltet wurden, betrug die Stromstärke 118. Die Vergrößerung der elektromotorischen Kraft innerhalb drei Minuten hat also ein ganz beträchtliches Sinken der Leitfähigkeit verursacht, während bei der früheren Stromstärke fast kein Rückgang mehr erfolgte. Dieser tiefe Dunkelwert von 118 konnte sich aber bei 2 Volt nicht halten. Nach 1 Minute betrug die Stromstärke 130 und nach 5 Minuten 134,5. Es trat also eine wesentliche Erholung bezw. Leitfähigkeitszunahme bei der geringeren Stromstärke ein. Nun wurden wieder 4 Minuten lang 8 Volt angelegt, und als nachher 2 Volt eingeschaltet wurden, betrug die Leitfähigkeit 112, während sie bei Beibehaltung der Stromstärke sicher noch etwas über 134,5 gestiegen wäre. Es trat also wieder ein beträchtlicher Rückgang infolge der Erhöhung der

Stromstärke ein. Bei der nun wieder geringeren Stromstärke konnte sich das Präparat wesentlich erholen, nach 1 Minute betrug die Leitfähigkeit 128, nach 5 Minuten 133. Die Spannung hat also einen wesentlichen Einfluß auf die Erscheinung. Der Einfluß der Spannung äußert sich demnach bei den anomalen Zellen in genau entgegengesetzter Weise wie bei den normalen, ich heiße ihn den anomalen Spannungseffekt. Nachdem nun 24 Minuten lang ohne Unterbrechung im Dunkeln der Strom durch das Präparat gesendet worden war, wurde es drei Minuten dem Lichte ausgesetzt. Das ehemals stark anomale Präparat verhielt sich ganz normal und zeigte sogar ziemlich große Trägheit. Drei Minuten nach der Abdunkelung war der Dunkelwert noch lange nicht erreicht. Der Versuch ist wiederum ein deutlicher Beweis, daß der Rückgang der Stromstärke kein lichtelektrischer Effekt ist.

Die eben geschilderte Untersuchung hat ergeben, daß ein anomales Präparat sich wieder erholt, wenn die Stromstärke abnimmt. Daher muß sich auch ein recht gut wirksames anomales Präparat, das zugleich gute Lichtempfindlichkeit besitzt, kurz nach der Abdunkelung wieder erholen. Durch die Belichtung vergrößert sich die Leitfähigkeit, aber infolge des Stromdurchgangs wird sie doch schließlich unter den Dunkelwert herabgedrückt. Sobald nun bei der Abdunkelung plötzlich ein weiterer Rückgang der Leitfähigkeit und somit eine Abnahme der Stromstärke eintritt, kann sich das Präparat etwas erholen und die Leitfähigkeit wieder langsam zunehmen, wie es der punktierte Teil der Kurve IV in Fig. 2 angibt. Ich verweise hier auf meine frühere Arbeit und auf Tabelle 38 der Arbeit von Sperling[1]), aus der sich ergibt, daß Zelle 57 ebenfalls diese Erholung zeigte.

Jede Änderung der Stromstärke muß, wie der letzte Versuch ergeben hat, von Einfluß auf den anomalen Effekt sein. Bei jeder Belichtung eines anomalen Präparates tritt nun zweimal eine größere Änderung der Leitfähigkeit bezw. der Stromstärke auf, und zwar in entgegengesetztem Sinne. Die Belichtung bewirkt eine Erhöhung der Leitfähigkeit und damit einen Rückgang des Dunkelwertes, die nachfolgende Abdunkelung aber verursacht eine Abnahme der Leitfähigkeit, welche eine schwache Erholung des Präparates zur Folge hat. So wird also der Dunkelwert indirekt durch die Belichtung und Abdunkelung beeinflußt, und zwar um so mehr, je höher die positive Lichtempfindlichkeit ist. Eine direkte Herabsetzung der Leitfähigkeit des Selens unter dem Einflusse des Lichtes, eine sogenannte negative Lichtempfindlichkeit des Selens selbst, existiert dagegen nicht.

Daß eine Vergrößerung der Stromstärke einen Rückgang des Dunkelwertes zur Folge hat, läßt sich auch durch Leitfähigkeitserhöhung mittels feuchter Luft deutlich zeigen. Der Effekt ist genau der gleiche, ohne daß ein Lichtstrahl mitwirkt.

b) Abhängigkeit des Effektes von der Lichtintensität.

Ist die Abnahme der Leitfähigkeit kein lichtelektrischer Effekt, sondern nur ein Vorgang, welcher die Leitfähigkeitszunahme des Selens bei Belichtung überdeckt, so wird der positive Effekt zugleich mit der Lichtintensität wachsen und geringe Lichtintensität die anomalen Vorgänge begünstigen müssen. Die Richtigkeit dieser Schlußfolgerung wurde tatsächlich durch den Versuch bestätigt.

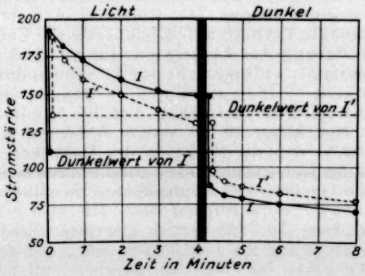


Fig. 6.

Tabelle 4.

Minuten	Stromstärke							
	Licht				Dunkel			
	starke Bel.		schwache Bel.		nach starker Bel.		nach schwacher Bel.	
	I	II	I'	II'	I	II	I'	II'
0	111	132	138	118	149	120	132	91
1/6	192	280	187	158	89	67	96	63
1/2	181	253	172	125	84	61	90	54
1	172	218	160	118	80	58	87	52
2	161	175	150	107	76	51	81	50
3	153	143	140	98	72	50	78	49
4	149	128	132	93	70.5	48	76	48
5	—	120	—	91	—	46	—	47

In Tabelle 4 sind die Änderungen der Stromstärke für zwei verschiedene Präparate, I und II, bei verschiedener Lichtintensität angegeben. Die Lichtstärke war bei den Versuchen I und II

1) Dissertation Göttingen 1908.

ungefähr doppelt so groß als bei den Versuchen I′ und II′, die mit den gleichen Präparaten ausgeführt wurden. Kurve I in Fig. 6 gibt ein Bild der Stromstärkeänderungen bei stärkerer Lichtintensität, Kurve I′ bei geringerer Lichtstärke. Während das Präparat I bei kräftigerer Bestrahlung nur die Ermüdung zeigt, fällt die Stromstärke bei schwacher Belichtung bald unter den Dunkelwert. Mit dem Präparat II wird der Dunkelwert bei großer Lichtintensität nach etwa 4 Minuten erreicht, bei geringerer aber schon nach 1 Minute. Die Abnahme der Stromstärke bei Verdunkelung ist nach starker Belichtung immer größer als nach schwacher, da der Rückgang der bei der vorausgehenden Bestrahlung vergrößerten Leitfähigkeit bedeutender ist.

Durch Variieren der Lichtstärke kann man bald Abnahme, bald Zunahme des Widerstandes erzielen. Bei Anwendung großer Lichtintensität wird man an einer Zelle, die etwas anomal ist, aber gute Lichtempfindlichkeit besitzt, keinen oder wenigstens keinen auffallenden Rückgang beobachten können. Der Umstand, daß das anomale Verhalten der Selenzelle mit Vergrößerung der Lichtintensität beständig abnimmt, widerspricht der Annahme, daß es sich bei den anomalen Vorgängen um einen lichtelektrischen Effekt handelt.

Nun haben wir im vorigen Abschnitte gefunden, daß der Rückgang des Dunkelwertes mit der Lichtempfindlichkeit etwas wachsen muß, da bei größerer Lichtempfindlichkeit ein stärkerer Strom durch das Präparat fließt. Da ferner jede Erhöhung der Lichtintensität eine entsprechende Vergrößerung der Leitfähigkeit und somit der Stromstärke zur Folge hat, so muß auch mit Zunahme der Lichtstärke ein Rückgang des Dunkelwertes verbunden sein. Wir stoßen hier scheinbar auf Widersprüche. Die Vorgänge werden uns aber leicht verständlich, wenn wir bedenken, daß das Abfallen des Dunkelwertes doch viel geringer sein muß als die Zunahme der Leitfähigkeit, durch die es verursacht wird. So kommt hier der Rückgang des Dunkelwertes während der Belichtung nicht zur Geltung, im Gegenteil wird infolge der weit stärkeren positiven Lichtwirkung nur eine Ermüdung des Präparates zu beobachten sein. Nach der Abdunkelung aber verhindert die in diesem Falle stärkere Trägheit vorerst das Sinken auf einen tieferen Dunkelwert.

(Schluß folgt.)

(Eingegangen 8. April 1911.)

Das Mendelejeffsche „kubische" periodische System der Elemente und die Einordnung der Radioelemente in dieses System.

Von A. van den Broek.

In Mendelejeffs berühmter Abhandlung: „Die Beziehungen zwischen den Eigenschaften der Elemente und ihren Atomgewichten" kommen viele Äußerungen vor, die darauf hinweisen, daß die da aufgestellte Tabelle vor allem den Zweck hatte, die Gültigkeit des periodischen „Gesetzes", wie er es nennt, zu beweisen; daß aber die Form des periodischen Systems, wie er es da gab, ihn keineswegs befriedigte. Vielmehr schwebte ihm offenbar schon damals noch ein anderes System vor, das nur wegen der kleinen Zahl der damals bekannten Elemente (58) noch nicht durchzuführen war.

Da nun in den letzten Jahren von mehreren Seiten Neuordnungen dieses Systems vorgeschlagen wurden, und viele neue Elemente — die Edelgase, Radioelemente und neue Seltene Erden — zu diesen 58 hinzugekommen sind, möchte ich im folgenden versuchen, dieses zweite Mendelejeffsche System nach den jetzt bekannten Tatsachen zu rekonstruieren.

Die obenerwähnten Äußerungen lauten:

„Das hier vorgeschlagene System der Elemente ist natürlich nicht als vollständig abgeschlossen zu betrachten . . .",

„die allerinteressanteste Frage ist, wie mir scheint, die Einreihung solcher Elemente, welche Ähnlichkeit haben, von Eisen, Cer, Palladium und Platin, weil hier ihrer Natur nach sich nahestehende Elemente auch sich nahekommende Atomgewichte aufweisen, was in den anderen Reihen nicht zu beobachten ist, weil in diesen letzteren die ähnlichen Elemente verschiedene Atomgewichte zeigen. Vielleicht würde das in Gruppen angeordnete System der Elemente infolge eines näheren Studiums dieser Gruppen eine Änderung in der Weise erfahren, daß an bestimmten Stellen des Systems auf die Ähnlichkeit zwischen den Gliedern der Horizontalreihen, in anderen Teilen des Systems auf eine solche bei den Gliedern der Vertikalkolumnen zu achten wäre . . ."[1]).

„Blei, Thallium, Wismut, Gold, Quecksilber, Platin, Iridium, Osmium und Wolfram sind . . . Elemente, aus welchen man sogar in vieler Hinsicht eine Gruppe zusammenstellen könnte . . ."[2]),

„. . . nach allem, was bis jetzt bekannt ist, zu urteilen, kommt auf eine bestimmte Stelle im System bloß ein Element zu stehen . . ."[3]),

1) Ostw. Klass., Nr. 68, S. 36.
2) Ibid., S. 37.
3) Ibid., S. 74.

„mich dünkt es außerdem am natürlichsten, ein kubisches System (das vorgeschlagene ist ein ebenes) zusammenzustellen, aber die Versuche zu dessen Konstruierung haben zu keinem eigentlichen Ergebnis geführt“[1]).

Ein kubisches System kann man offenbar nur dadurch bekommen, daß man entweder zwischen *F* und *Ne*, *Cl* und *Ar*, *Br* und *Kr* usw. wenigstens drei offene Stellen für Analogen des *Fe*, *Co*, *Ni*, annimmt, was durch nichts gerechtfertigt wäre, oder die *Fe*-, *Ru*- und *Os*-Gruppen, mit einer analogen bei den seltenen Erden, als neue Horizontalreihen im System einfügt, und als Analogen der ersten kleinen Periode auffaßt. Dann wird das ganze System zu einem kubischen System, bestehend aus fünf großen Perioden, wobei jede drei kleine Perioden von je 8 Elementen umfaßt, bildet also einen Kubus von fünf Stellen hoch, drei Stellen tief, acht Stellen breit, mit 120 Stellen Inhalt (Tab. 1).

Tabelle 1.

Das kubische periodische System der Elemente.

	0			I			II			III			IV			V			VI			VII		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
1	*He*			*Li*			*Be*			*B*			*C*			*N*			*O*			*F*		
A 2		*Ne*			*Na*			*Mg*			*Al*			*Si*			*P*			*S*			*Cl*	
3			*Ar*			*K*			*Ca*			*Sc*			*Ti*			*V*			*Cr*			*Mn*
1	*Fe*			*Co*			*Ni*			*Cu*			—			—			—			*Zn*		
B 2		—			—			—			*Ga*			*Ge*			*As*			*Se*			*Br*	
3			*Kr*			*Rb*			*Sr*			*Y*			*Zr*			*Nb*			*Mo*			*Ru*
1	*Rh*			*Pd*			—			—			*Ag*			—			—			*Cd*		
C 2		—			—			—			*In*			*Sn*			*Sb*			*Te*			*J*	
3			*Xe*			*Cs*			*Ba*			*La*			*Ce*			*Nd*			*Pr*			(*Sm*)
1	(*Eu*)			(Gd_1)			(Gd_2)			(Gd_3)			(Tb_1)			(Tb_2)			(Dy_1)			(Dy_2)		
D 2		(Dy_3)			(*Ho*)			(*Er*)			(Tu_1)			(Tu_2)			(Tu_3)			(*Yb*)			(*Lu*)	
3			—			—			—			—			—			*Ta*			*W*			*Os*
1	*Ir*			*Pt*			*Au*			*Hg*			*Tl*			*Bi*			*Pb*			—		
E 2		—			—			—			—			—			—			—			—	
3			—			—			*Ra*			—			*Th*			—			*U*			—

Natürlich geht dadurch die einfache Klarheit des jetzigen Systems einigermaßen verloren, und wird die Sonderstellung, die die erste kleine Periode schon jetzt einnimmt, noch ausgeprägter. Ebenso scheint auch hier die Annahme so vieler offener Stellen kaum zulässig. Aus folgenden Betrachtungen wird jedoch hervorgehen, daß in Wirklichkeit diese Annahme vollkommen motiviert ist und zugleich genügt, um einige Probleme des jetzigen Systems der Lösung näher zu bringen.

Im kubischen System sind, im Gegensatz zum jetzigen, folgende Gesetzmäßigkeiten[2]) zu erkennen:

1. Konstante Größe beider Perioden.
2. Bestimmte Zahl der möglichen Elemente bis inkl. Uran.
3. Bestimmte mittlere Differenz.
4. Die Zusammenstellung von *Na*, *Cu*, *Ag*, *Au* in einer Vertikalreihe ist vermieden.
5. Bestimmte theoretische Atomgewichte, mit welchen die wirklichen Differenzen aufweisen, die periodische Differenzen der Atomgewichte sind.
6. Die Summe aller dieser Differenzen zwischen theoretischen und wirklichen Atomgewichten mit Berücksichtigung des Vorzeichens genommen, ist von Null kaum verschieden und jedenfalls kleiner als eins vom Hundert dieser Summen.
7. Die von Lothar Meyer gegebene Kurve der Schmelzpunkte bekommt nach diesem System einen regelmäßigeren Verlauf.
8. Die mittlere Differenz ist genau zwei Atomgewichtseinheiten; alle theoretischen Atomgewichte sind gerade Vielfache von dem des *H*-Atoms.
9. Ein α-Teilchen oder *He*-Atom hat ein Atomgewicht genau gleich der doppelten mittleren Differenz. Alle wirklichen Differenzen zwischen Radioelementen, von denen eines aus dem anderen durch Ausstoßung eines α-Teilchens entstanden ist, sind doppelte theoretische mittlere Differenzen.
10. Alle α-strahlenden Radioelemente der *U*- und *Th*-Reihe können in der letzten großen Periode aufgenommen werden und füllen genau alle da vorhandenen Lücken; ebenso die der

1) Ibid., S. 32, Anm.

2) Auf einige dieser Gesetzmäßigkeiten wurde schon früher hingewiesen (Ann. d. Phys. **23**, 199, 1907). Obengenannte Äußerungen Mendelejeffs waren mir damals noch nicht bekannt.

Ak-Reihe und die neuen seltenen Erden in der vorletzten großen Periode.

11. Das kubische System erklärt nicht nur die vertikale Verwandtschaft, sondern auch die Abweichungen von dieser Regelmäßigkeit.

Im folgenden werden diese Gesetzmäßigkeiten genauer entwickelt werden.

1. Unter Periodizität versteht man die regelmäßige Wiederkehr gewisser Erscheinungen innerhalb bestimmter Grenzen. Nimmt man also als Maß der Perioden, wie im periodischen System der Elemente die Atomgewichte, so müssen die Perioden eine bestimmte (für alle gleiche) Größe nach den Atomgewichten gemessen haben. Zwar dürfen die einzelnen Perioden um diese Größe pendeln, doch muß dann jedenfalls die durchschnittliche Größe bestimmt sein. Dies ist beim alten System in keiner Weise der Fall. Nach zwei Perioden von der Größe 16—20 kommen abwechselnd solche von (nach der IV. Vertikalreihe gerechnet) 24—28 und 18—21. Die große Periode dagegen ist erst 36, dann 42, dann 50, oder vielmehr sie fängt erst irgendwo im System an, um dann die kleine ihres bestimmten Maßes zu berauben. Meistens wird angenommen, daß die Differenz von durchschnittlich 2 an allmählich steigt. Das bedeutet aber, bei gleichbleibender Zahl der Elemente, ein stetiges Wachsen der Perioden, was im Widerspruch steht mit obengenannter Definition. Nicht aber so im Kubischen.

2. In den ersten Tabellen Mendelejeffs und Lothar Meyers war für jedes Element eine eigene Stelle eingeräumt. Später wurden bisweilen *Ni* und *Co*, wahrscheinlich weil ihnen damals genau gleiches Atomgewicht (59) zugeschrieben wurde, zusammen in einer Stelle aufgenommen, andererseits auch versucht, die ganze Reihe *Mn—Zn*, auch wohl *Cr—Zn*, als Gruppe, jedoch nicht an einer Stelle, aufzunehmen.

Jedenfalls aber ist im alten System an diesen Stellen dem Periodizitäts-Gedanken Gewalt angetan, denn *Na* gehört nicht mit *Cu*, *Ag* und *Au* in eine Vertikalreihe, vielmehr gehören mehrere dieser Elemente eher zu den Gruppen, die dadurch fast ebenso viele Glieder bekommen als viele Horizontalreihen. Sollte man, wie bisweilen geschieht, alle seltenen Erden an einer Stelle aufnehmen, so bekäme man eine kleine Periode von 41 Atomgewichtseinheiten, während alle anderen des alten Systems nur 16—24 groß sind. Überall leitet Aufnahme mehrerer Elemente an einer Stelle also zu Unregelmäßigkeiten. Im kubischen System aber kommt immer an einer Stelle nur ein Element.

3. Auch im ebenen System ist eine mittlere Differenz: 2, namentlich nach Aufnahme der 7 neuen von Auer v. Welsbach entdeckten seltenen Erden, nur für ganz kleine Strecken nicht zu erkennen, wie aus Folgendem hervorgeht:

Die mittlere Differenz ist für 78 Differenzen 1,995; für die übrigen 22 dagegen 3,68, oder fast das Doppelte.

Wie sich diese verschiedenen mittleren Differenzen verteilen, zeigt Tabelle 2.

Die abweichenden Strecken, drei in der Nähe der *Fe-*, *Ru-*, *Os*-Gruppen, eine unter den Radioelementen, umfassen nur ein Sechstel der Differenzen unter den nichtradioaktiven Elementen, und zwei Siebentel aller. Da aber auch hier die einzelnen Differenzen nicht größer sind als in den normalen Strecken, vielmehr der Unterschied darin besteht, daß die größeren Differenzen in den normalen Strecken durch Umkehrungen oder Rückschläge in der Nähe kompensiert werden (*Cl—Ar* durch *Ar—K*; *Ca—Ti* durch *Co—Ni*; *Cs—Ba* durch *Ne—Pr*), so dürften wohl solche Rückschläge in den abnormen Strecken durch Unbekanntheit der betreffenden Elemente übersehen worden sein, und im periodischen System mehr Lücken bestehen, als bisher angenommen war.

Tabelle 2.

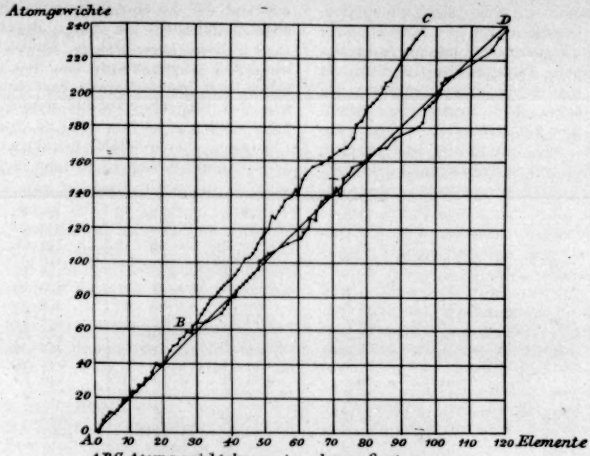
He—Zn:	$\frac{65{,}4-4}{29}=2{,}12$	*Zn—Se*:	$\frac{79{,}2-65{,}4}{4}=3{,}46$
Se—Ag:	$\frac{107{,}9-79{,}2}{14}=2{,}05$	*Ag—Te*:	$\frac{127{,}6-107{,}9}{5}=3{,}94$
Te—Sn:	$\frac{174-127{,}6}{27}=1{,}72$	*Sn—Os*:	$\frac{190{,}9-174}{4}=4{,}22$
Os—Bi:	$\frac{208{,}0-190{,}9}{8}=2{,}14$	*Bi—U*:	$\frac{238{,}5-208{,}0}{9}=3{,}39$

Mittel dieser 78 „stimmenden" mittleren Differenzen

$$\frac{153{,}6}{78}=1{,}97.$$

Mittel dieser 22 „nichtstimmenden" mittleren Differenzen

$$\frac{80{,}9}{22}=3{,}68.$$



ABC Atomgewichtskurve im ebenen System.
ABD Atomgewichtskurve im kubischen System.

Fig. 1.

4. Lücken nimmt man im periodischen System bekanntlich immer dann an, wenn für eine Reihe aufeinanderfolgender Elemente entsprechende Analogen in anderen Perioden fehlen. Gerade aber in der Nähe der abnormen Strecken ist dieser Regel offenbar am wenigsten gefolgt worden. Folgt man für die in der rechten Kolumne der ersten Vertikalreihe des ursprünglichen Systems aufgenommenen Elemente *Na*, *Cu*, *Ag*, *Au* streng der Regel, daß nur wirkliche Analogen untereinandergestellt werden dürfen, so muß *Au* nach *Pt* in den Gruppen gestellt werden. Dem *Hg* schließt sich *Cu*, dem *Tl* *Ag* an; da aber auch *Pl* und *Bi* mit *Cu* und *Ag* mehr Verwandtschaft haben als mit *Zn* und *Cd*, die jedoch ebenso eher zu den Gruppen gehören, so müssen sie alle zu den Gruppen gerechnet werden. Dadurch aber werden die Gruppen, der Zahl der Elemente und Lücken nach, genau zu Reihen.

5. Da das kubische System eine konstante mittlere Differenz hat und eine bestimmte Zahl der Elemente, kommt jedem Element ein bestimmtes theoretisches Atomgewicht zu, und sind diese zusammen der kontinuierlichen Reihe aller ebenen Zahlen von 4 an gleich. Daß die richtigen Atomgewichte mit diesen theoretischen in Wirklichkeit im ganzen übereinstimmen, und der mittleren Differenz = 2 somit eine wirkliche Bedeutung zukommt — und damit dem

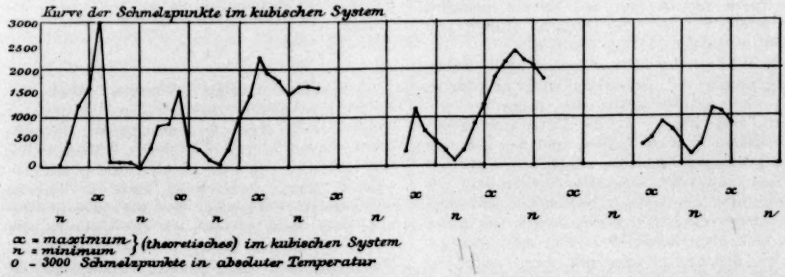


Fig. 2.

kubischen System —, zeigt sich am besten, wenn wir die Nummernfolge der Elemente für beide Systeme in horizontaler Linie als Abszissen, die dazugehörigen Atomgewichte vertikal als Ordinaten, mit den theoretischen zusammen, wie in Fig. 1, eintragen. Die theoretischen Atomgewichte nach dem kubischen System bilden dabei eine gerade Linie, um welche die wirklichen sich mit periodischen Schwankungen bewegen, während die des ebenen Systems allmählich und ohne charakteristische Kurve abweichen.

6. Diese periodischen Abweichungen der wirklichen Atomgewichte von den theoretischen heben sich gegeneinander fast vollständig auf. Wie aus folgender Tabelle hervorgeht, ist die Summe aller wirklichen 6185,62, die aller diesen Elementen zukommenden theoretischen 6206,—, die Gesamtdifferenz 20,38 oder 0,3 Proz.

4 *He*	4,0	40 *Ca*	40,09	88 *Sr*	87,62	190 *Ta*	181,0
6 *Li*	6,94	42 *Sc*	44,1	90 *Y*	89,0	192 *W*	184,0
8 *Be*	9,1	44 *Ti*	48,1	92 *Zr*	90,6	194 *Os*	190,9
10 *B*	11,0	46 *V*	51,06	94 *Nb*	93,5	196 *Ir*	193,1
12 *C*	12,00	48 *Cr*	52,0	96 *Mo*	90,0	198 *Pt*	195,2
14 *N*	14,01	50 *Mn*	54,93	98 *Ru*	101,7	200 *Au*	197,2
16 *O*	16,—	52 *Fe*	55,85	100 *Rh*	102,9	202 *Hg*	200,0
18 *F*	19,0	54 *Co*	58,97	102 *Pd*	106,7	204 *Tl*	204,0
20 *Ne*	20,2	56 *Ni*	58,68	108 *Ag*	107,88	206 *Bi*	208,0
22 *Na*	23,00	58 *Cu*	63.57	114 *Cd*	112,40	208 *Pb*	207,1
24 *Mg*	24,32	66 *Zn*	65,37	122 *In*	114,8	232 *Ra*	226,4
26 *Al*	27,1	74 *Ga*	69,9	124 *Sn*	119,0	236 *Th*	232,42
28 *Si*	28,3	76 *Ge*	72,5	126 *Sb*	120,2	240 *U*	238,5
30 *P*	31,04	78 *As*	74,96	128 *Te*	127,6	2698	2657,82
32 *S*	32,07	80 *Se*	79,2	130 *J*	126,92	2014	1997,70
34 *Cl*	35,47	82 *Br*	79,92	132 *Xe*	130,7	1116	1137,57
36 *Ar*	39,88	84 *Kr*	82,92	134 *Cs*	132,81	378	392,53
38 *K*	39,10	86 *Rb*	85,45	136 *Ba*	137,37		
378	392,53	1116	1137,57	2014	1997,70	6206	6185,62

Differenz: 20,38 = 0,3 Proz.

7. Ebenso wie im ebenen System die Lücken bei den Gruppenelementen durch das scheinbar regelmäßige Ansteigen der Atomgewichte verdeckt waren, so wurden diese Lücken in den bekannten Lothar Meyerschen Kurven der Atomvolumina und Schmelzpunkte durch die falsche Interpolation verdeckt. Auch hier aber zeigt die Aufstellung z. B. der Kurve der Schmelzpunkte auf einer Basis von theoretischen Maxima und Minima nach der kleinen Periode, daß tatsächlich die Kurve viel komplizierter ist, als ursprünglich angenommen wurde, und, soweit die Daten reichen, überall Anzeichen vorhanden sind, daß jedes Maximum und Minimum der kleinen Periode durch eine Steigerung bzw. Senkung der Kurve repräsentiert ist, obwohl natürlich die große Periode die relativen Höhen und Tiefen in großem Maße abändert.

8. Die theoretischen Atomgewichte stehen im Einklang mit der Proutschen Hypothese. Wie sich die wirklichen der gegenüber verhalten, zeigt Fig. 3, wo die Differenzen gegen die nächsten ganzen Zahlen, und der Zahl der dazu gehörigen Elemente angegeben sind.

Seit 1899 hat sich also die Differenz mit ganzen Zahlen wesentlich vermindert, und es ist nicht ausgeschlossen, daß dies noch weiter gehen wird. Ob dem zweiten Maximum bei 0,4 irgendwelche Bedeutung zukommt oder nicht, ist schwer zu sagen.

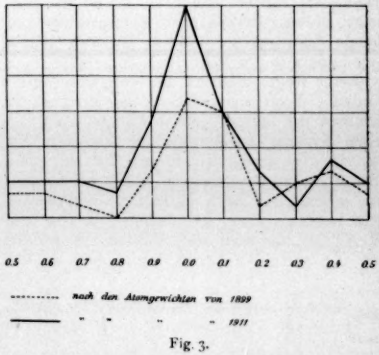


Fig. 3.

9. Da die mittlere Differenz genau die Hälfte des Atomgewichts des dem Heliumatom gleichen α-Teilchens ist, müssen die Zerfallsprodukte von *U* und *Th* (deren Atomgewichte eine Differenz von fast genau 6 aufweisen), soweit sie durch Ausstoßung eines α-Teilchens voneinander verschieden sind, zusammengenommen, eine Reihe formen, die der theoretischen, was die konstante Differenz betrifft, gleich ist. Nun sind aber die beiden Anfangselemente keine Vielfachen des *H*, das vermutliche End-

produkt der *U*-Reihe, *Pb* dagegen, kaum davon verschieden (früher 206,9, jetzt 207,1), das nach der Zahl der ausgestoßenen α-Teilchen berechnete Endprodukt der *Th*-Reihe—*Au* (197,2) ebenso weniger als die erstgenannten (238,5 und 232,42), das Atomgewicht des aus diesen Differenzen berechneten α-Teilchens, bzw. 3,925 und 3,913, gegen das des Heliumatoms 4,0. Solange nun keine anderen materiellen Teilchen als von den Radioelementen ausgestoßen bekannt sind (etwa die Braggschen γ-Strahlen; das Gewicht der Elektronen kommt nicht in Betracht), wäre ein Beweis, daß z. B. *Pb* das Endprodukt der *U*-Reihe wäre, zugleich ein Beweis, daß diese Differenzen der *H*-Vielfachen keine echten sind.

10. Ebenso wäre hierdurch bewiesen, daß nicht alle jetzt als Elemente angesehenen Zerfallsprodukte zum System gehören können. In der *U*-Reihe können wir jetzt 15, in der *Th*-Reihe etwa ebenso viele Produkte, wenn wir die zu den 4 jedenfalls nicht gleichzeitig durch *Th Em* ausgestoßenen α-Teilchen gehörigen Zwischenprodukte[1]) mitrechnen. Das gäbe zwischen *W* und *U* 38 Elemente für 18 Stellen im alten System. Nach dem kubischen dagegen, wo nur α-Strahler als richtige Elemente angenommen werden können, 7 für die *U*-Reihe, 9 für die *Th*-Reihe, 8 für die Nichtradioaktiven, zusammen 24 Elemente für 24 Stellen, also genaue Übereinstimmung. Daß die voneinander dem Atomgewichte nach nicht verschiedenen Zwischenprodukte, deren Zahl nach O. Hahn und L. Meitner[2]) wahrscheinlich noch viel größer ist, nicht alle wirkliche Elemente sein können, gilt nach dem alten System ebenso, denn nirgends kennen wir 5 oder gar 8 Elemente von gleichem Gewicht. Die Möglichkeit, daß richtige Elemente instabil werden können, schließt nicht aus, daß daneben instabile Formen vorübergehend existieren können, die nie stabil sein können, obwohl sie, solange sie existieren, als Konglomerationen physikalische und chemische Eigenschaften haben müssen.

Bei der vorletzten großen Periode herrscht noch einige Unsicherheit, da nicht feststeht, ob zwischen der 2 α-Teilchen ausstrahlenden *Akt-Em* und *Akt-A* ein Zwischenprodukt besteht — während andererseits die Existenz eines α-strahlenden *Akt-B* behauptet wird[1]), so daß die Zahl der α-Strahler in dieser Reihe 4, 5 oder 6 beträgt. Ebenso ist von den 7 neuentdeckten seltenen Erden noch wenig bekannt. Auch hier aber stimmen diese Angaben genau überein mit der Zahl der entstandenen Lücken. Die Zahl der seltenen Erden nach *Ce* beträgt 19, die der möglichen α-Strahler 6, die der Stellen von *Ce* bis *Ta* 24. Während also das ebene System weder die Radioelemente noch die seltenen Erden aufzunehmen vermag, hat das kubische dazu genau die notwendige Zahl weiterer Stellen. Wenn für die zweite und dritte große Periode radioaktive Stellen nicht bekannt sind, so könnten diese, wenn nicht identisch mit den von Lenard in der Sonne postulierten weiteren Reihen[2]), schon verfallen sein, denn nur die Radioelemente von hohem Atomgewichte haben längere Lebensdauer. Die da übrigbleibenden Lücken können also jedenfalls nicht gegen das kubische System angeführt werden.

11. Nimmt man irgendeine vom periodischen System unabhängig aufgestellte Einteilung der Elemente, z. B. die aus Ostwalds „Grundlinien der anorganischen Chemie", so kann man diese leicht derart in einer Tabelle zusammenstellen, daß nur enger verwandte untereinander kommen, und alle in aufsteigender Reihe nach der Größe der Atomgewichte geordnet sind (Tabelle 3).

Tabelle 3.

System, wo nur verwandte Elemente untereinander kommen, das aber keine bestimmte Periode aufweist.

						H	He	Li	Be																					
	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al																					
	Si	P	S	Cl	Ar	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu					Zn	Ga	Ge							
	As	Se	Br	Kr	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	(Np)	Ru	Rh	Pd	Ag						Cd	In	Sn	Sb						
	Te	J	Xe	Cs	Ba																									
La — Lu										Ta	W	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb											Bi	
									Ra		Th		U																	

Man bekommt dann aber kein periodisches System, denn die horizontalen Reihen sind von den verschiedensten Längen (4, 9, 21, 21, 5, 43, ?), ebensowenig ein vollständiges, denn die sekundären Verwandtschaften sind nicht berücksichtigt.

Geht man aber davon aus, daß zwei Peri-

1) Rutherford und Geiger, diese Zeitschr. 11, 7—11, 1910.
2) Hahn und Meitner, diese Zeitschr. 10, 948, 1909.

1) Blanquies, C. R. de l'Acad. d. Sc. 151, 57—60.
2) Nordlicht-Strahlen, Naturw. Rundsch. XXV, 10, 614.

		0	I	II	III	IV	V	VI	VII
		1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3	1 2 3
A	1	*He* 4; 4,0	*Li* 6; 6,9	*Be* 8; 9,1	*B* 10; 11,0	*C* 12; 12,0	*N* 14 14,0	*O* 16; 16	*F* 18; 19,0
	2	*Ne* 20; 20,2	*Na* 22; 23,0	*Mg* 24; 24,3	*Al* 26; 27,1	*Si* 28; 28,3	*P* 30; 31,04	*S* 32; 32,07	*Cl* 34; 35,47
	3	*Ar* 36; 39,9	*K* 38; 39,1	*Ca* 40; 40,1	*Sc* 42; 44,1	*Ti* 44; 48,1	*V* 46; 51,06	*Cr* 48; 52,0	*Mn* 50; 54,9
B	1	*Fe* 52; 55,85	*Co* 54; 58,97	*Ni* 56; 58,68	*Cu* 58; 63,57	— 60; —	— 62; —	— 64; —	*Zn* 66; 65,37
	2	— 68; —	— 70; —	— 72; —	*Ga* 74; 69,9	*Ge* 76; 72,5	*As* 78; 74,96	*Se* 80; 79,2	*Br* 82; 79,9
	3	*Kr* 84; 82,9	*Rb* 86; 85,45	*Sr* 88; 87,6	*Y* 90; 89,0	*Zr* 92; 90,6	*Nb* 94; 93,5	*Mo* 96; 96,0	*Ru* 98; 101,7
C	1	*Rh* 100; 102,9	*Pd* 102; 106,7	— 104; —	— 106; —	*Ag* 108; 107,9	— 110; —	— 112; —	*Cd* 114; 112,4
	2	— 116; —	— 118; —	— 120; —	*In* 122; 114,8	*Sn* 124; 119	*Sb* 126; 120,2	*Te* 128; 127,6	*J* 130; 126,9
	3	*Xe* 132; 130,7	*Cs* 134; 132,8	*Ba* 136; 137,37	*La* 138; —	*Ce* 140; —	*Nd* 142; —	*Pr* 144; —	*Sm* 146; —
D	1	*Eu* 148; —	*Ak C* 150; —	Gd_1 152; —	Gd_2 154; —	Gd_3 156; —	Tb_1 160; —	Tb_2 160; —	*Ak B* 162; —
	2	Dy_1 164; —	Dy_2 166; —	Dy_3 168; —	*Ho* 170; —	*Er* 172; —	Tu_1 174; —	Tu_2 176; —	Tu_3 178; —
	3	*Ak Em* 180; —	*Ak X* 182; —	*Yb* 184; 172	*R Ak* 186; —	*Lu* 188; 174	*Ta* 190; 181,0	*W* 192; 184,0	*Os* 194; 191
E	1	*Ir* 196; 193,1	*Pt* 198; 195,2	*Au* 200; 197,2	*Hg* 202; 200,0	*Th C* 204; 200	*Tl* 206; 204,0	*Th B* 208; 204	*Pb* 210; 207,1
	2	Th_3 212; 208	*Fi* 214; 208	*Ra F* 216; 210	Th_2 218; 212	*Ra C* 220; 215	Th_1 222; 216	*Ra A* 224; 219	*Th Em* 226; 220
	3	*Ra Em* 228; 223	*Th X* 230; 224	*Ra* 232; 226,4	*R Th* 234; 228,4	*Th* 236; 232,4	*Jo* 238; 230,5	*U* 240; 238,5	242;

oden von verschiedener Länge existieren, die sich beide in ähnlicher Art äußern, so ist eine derartige Einfachheit in der Tabelle von vornherein ausgeschlossen, da sich beide Perioden abwechselnd schwächen und verstärken müssen, nie aber allein wirken können.

Das kubische System dagegen läßt dieses Zusammenwirken beider Perioden deutlich erkennen. Abgesehen von der ersten kleinen Periode tritt Analogie vertikal immer auf; Analogie von links nach rechts ausgesprochen in den ersten kleinen Perioden jeder großen, und weniger in der zweiten; während Analogie von vorn nach hinten nur zwischen zweiten und dritten kleinen Perioden deutlich zu finden ist, obwohl die zweite oft eine Art Übergang zwischen den beiden äußersten darstellt. Dabei ist die Analogie von vorn nach hinten im Anfang, die von links nach rechts am Ende des Systems die stärkere, während dazwischen als Übergang horizontal allseitige Verwandtschaft besteht — die seltenen Erden. Wo die Maxima der großen und kleinen Periode zusammenfallen, finden wir ausgeprägte Eigenart und Verschiedenheit von den umgebenden Elementen; bei den Minima der großen Periode kleinste Atomvolumina und ausgesprochene Ähnlichkeit aufeinanderfolgender Elemente; dazwischen Übergangselemente, teilweise mit entfernter Verwandtschaft der aufeinanderfolgenden Elemente; wo beide Perioden in entgegengesetzter Richtung verlaufen, teilweise Unbeständigkeit — die (im ebenen System verkannten Lücken der) Radioelemente. Aber nur in der ersten Hälfte des Systems. Denn schon bei den seltenen Erden kehrt sich das Verhältnis um, und werden die beiden ersten kleinen Perioden stabil, die dritte aber nicht mehr, während in der ersten großen Periode nur noch die erste kleine stabil ist.

Instabil sind also, da die Dichte der Atome im allgemeinen mit der Größe der Atomgewichte stetig wächst, hauptsächlich die Ausnahmen dieser Regel, die zu dichten im Anfang, die zu wenig dichten am Ende.

Statt einer anscheinenden einfachen Regelmäßigkeit gibt das kubische System eine kompliziertere, aber eine, die imstande ist, sowohl die verwandtschaftlichen als die nichtverwandtschaftlichen Beziehungen zwischen den Elementen zu erklären.

Zusammenfassung.

1. Mendelejeff hat neben seinem bekannten System noch ein zweites, sei es auch nur in Andeutungen gegeben, das „kubische", das sich jetzt leicht rekonstruieren läßt.

2. Dieses kubische System hat zwei Perioden konstanter Größe, konstante mittlere Differenz, bestimmte Zahl der möglichen Elemente und bestimmte theoretische Atomgewichte für alle Elemente, von denen die wirklichen periodische Abweichungen zeigen, deren Mittel unter Berücksichtigung des Vorzeichens = Null ist.

3. Ohne diese Abweichungen erklären zu können, stimmt das theoretische System mit der Proutschen Hypothese sowie mit der aus der Größe und Zahl der bei den Radioelementen ausgestoßenen α-Teilchen abzuleitenden Folgerungen überein, und ist auch imstande, ohne weitere Hypothesen die jetzt bekannten α-strahlenden Radioelemente aufzunehmen, während die anderen nach diesem System keine selbständigen Elemente sein können. Dagegen wären noch zwei weitere Reihen zu erwarten.

4. Es macht nicht nur die Verwandtschaften, sondern auch die Abweichungen verständlich.

(Eingegangen 16. April 1911.)

Über die Radioaktivität als allgemeine Eigenschaft der Körper.

Von Theod. Wulf.

Im folgenden erlaube ich mir, auf einen Punkt hinzuweisen, der für die Auffassung der Radioaktivität als einer allgemeinen Eigenschaft der Körper von Bedeutung zu sein scheint.

Wenn man die Annahme macht, daß alle Stoffe des periodischen Systems aus den Stoffen mit dem höchsten Atomgewicht durch Zerfall entstanden sind, so wie wir es bei den bis jetzt bekannten radioaktiven Stoffen sehen, so folgt, daß es eine große Anzahl von Elementen geben muß, deren Atomgewicht um 4 oder ein Multiplum von 4 voneinander abstehen. Ein ganz oberflächlicher Blick auf eine Tabelle der Atomgewichte zeigt schon, daß das in der Tat der Fall ist. Die Zahlen 12, 16, 20, 24, 28, 32 und wieder 19, 23, 27, 31 gehören alle bekannten Elementen an. Da hier offenbar schon zwei Reihen ineinander greifen, so muß man systematisch vorgehen, um keine Reihe zu übersehen. Wenn man sämtliche Atomgewichtszahlen durch 4 dividiert, so können sich die Quotienten der Zahlen, welche um (nahezu) 4 Einheiten voneinander abstehen, nur in den ganzen Zahlen unterscheiden, während die Dezimalstellen (nahezu) dieselben sein müssen.

Ordnet man daher diese Quotienten unter Vernachlässigung der ganzen Zahlen nach der ersten Dezimalstelle, so stehen die Stoffe, deren Atomgewichte um 4 oder ein Multiplum von 4 voneinander abstehen, in derselben Klasse beisammen. Bei einer regellosen Verteilung der

Atomgewichtszahlen müssen diese Klassen alle nahezu dieselbe Anzahl Glieder enthalten.

Zugrunde gelegt wurden die soeben von der internationalen Atomgewichtskommission für 1911 veröffentlichten Zahlen, nur habe ich für *He* die einfachere Zahl 4 statt 3,99 genommen und die Radiumemanation mit dem inzwischen von Gray und Ramsay[1]) angegebenen Wert 223 hinzugefügt. Da die höheren Atomgewichte vielfach noch wenig genau bestimmt sind, während die Methode umgekehrt für die höheren Atomgewichte eine größere prozentische Genauigkeit voraussetzte, so kann das Resultat nicht nach der Genauigkeit beurteilt werden, mit der es für die Stoffe mit höherem Atomgewicht zutrifft. Die Rechnung wurde deshalb für alle Stoffe durchgeführt, die Resultate werden aber gesondert aufgeführt, zuerst für die im allgemeinen gut bestimmten 25 leichtesten Stoffe des periodischen Systems und dann für die übrigen. Die Atomgewichte wurden also durch 4 dividiert, die ganzen Zahlen in den erhaltenen Quotienten fortgelassen, und nach den übrig bleibenden Dezimalstellen wurden die Stoffe klassifiziert. Die Zahl der Stoffe in den einzelnen Klassen war folgende:

Tabelle I.

Erste Dezimale	0,0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
haben von den 25 ersten Elem.	**11**	0	2	0	0	1	0	**9**	1	1
von den 57 übrigen Elem.	**9**	7	3	6	2	3	6	**11**	6	4
von allen Elementen	**20**	7	5	6	2	4	6	**20**	7	5

Beachtet man zunächst die erste Zahlenreihe, so kann es keinem Zweifel unterliegen, daß wir es hier mit einer Gesetzmäßigkeit zu tun haben. Denn unter den ersten 25 Elementen sind 11, deren erste Dezimale 0 ist, deren Atomgewicht also die Form $4n$ hat. Außerdem findet sich noch eine zweite Reihe von Elementen, die wieder um 4 oder ein Multiplum von 4 voneinander abstehen. Ihre Dezimalen sind, wie ein genaueres Zusehen zeigt, 0,75, daher hat das Atomgewicht dieser Stoffe die Form $4(n+0{,}75) = 4n + 3$, oder was auf dasselbe hinauskommt, $4n - 1$. Die übrigen 8 Dezimalstellen sind insgesamt nur mit 5 Stoffen besetzt. Dieses Ergebnis wird durch die übrigen 57 Stoffe durchaus bestätigt, wenn auch aus den schon erwähnten Gründen das Resultat hier nicht so auffallend hervortritt, wie bei den ersten Elementen. Eine dritte Reihe außer den zwei erwähnten zeigt sich nicht.

Wenn man daher versucht, das ganze System der Elemente durch die zwei Reihen $4n$ und $4n - 1$ darzustellen, so gelingt das in der Tat. Schon das ist ein sehr merkwürdiges Resultat, denn ein einziger Stoff, dessen Atomgewicht zwischen 4 und 40 läge, würde die ganze Gesetzmäßigkeit zerstören. Auch die seltenen Erden, die im periodischen System nicht recht unterzubringen sind, fügen sich ohne besonderen Zwang in das Schema ein.

Im besonderen wäre zu erwähnen, daß der Wasserstoff auch hier, wie im periodischen System ganz außerhalb liegt. Die erste Zahl 3 des Systems ist unbesetzt. Bekanntlich hat schon Mendelejeff einen Stoff mit dem Atomgewicht 3 vermutet.

Für Beryllium und Stickstoff ist zwar ein Platz in dem Schema vorhanden, sie weichen aber von dem Sollwert um eine ganze Einheit ab. Bei den Stoffen mit größeren Atomgewichten sind meist Abweichungen zu bemerken, die aber im allgemeinen nicht größer sind, als der Unsicherheit der Atomgewichtsbestimmung entspricht. Im übrigen bleiben die Härten des periodischen Systems besonders beim *Ar*, *Te*, *J* bestehen.

Beim Studium der Literatur ergab sich, daß diese Gesetzmäßigkeiten bereits zu einer Zeit beachtet worden sind, als man von Radioaktivität noch nichts wußte. I. R. Rydberg[1]) machte schon 1886 auf dieselben aufmerksam und wie es scheint unabhängig davon R. Lorenz[2]) im Jahre 1896. Daraufhin legt Rydberg[3]) im Jahre 1897 in einer ausführlichen Arbeit eine große Reihe sehr auffallender Gesetzmäßigkeiten dar. Er versetzte alle Stoffe mit paarzähligen Valenzen in die Reihe von der Form $4n$, diejenigen mit unpaarzähligen Valenzen in die Reihe $4n - 1$. Um diese Verteilung vollständig durchführen zu können, mußte er aber die Atomgewichte darstellen durch die Formel $A = N + D$, wo $N = 4n$, bezw. $4n - 1$ und D eine Zahl bedeutet, die gegen N klein ist. Durch diese Darstellungsweise werden gewisse Härten, die dem System sonst noch anhaften, in der Tat vermieden. Indes scheinen die Ausführungen von Rydberg im allgemeinen bei den Chemikern wenig Beachtung gefunden zu haben[4]).

1) Gray und Ramsay, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **8**, 5, 1911.

1) Rydberg, „Die Gesetze der Atomgewichtszahlen" (Bihang t. k. Vetensk. Akad. Handl. **11**, 13, 1886.)

2) R. Lorenz, Über „Zwillingselemente". Zeitschr. für anorgan. Chemie **12**, 329, 1896; **14**, 103, 1897.

3) Rydberg, Studien über Atomgewichtszahlen, Ebenda **14**, 66, 1897.

4) Vergl. indes Nernst, Theoret. Chemie, 6. Aufl., S. 187 ff., 1909.

Indem ich daher die Entscheidung über die Frage, ob man der Wertigkeit auch heute noch eine so ausschlaggebende Bedeutung zuerkennen soll, gern kompetenteren Beurteilern überlasse, gebe ich im folgenden einfach die Tabelle der Atomgewichte, wie sie sich an die Formeln $4n$ und $4n - 1$ am vollkommensten anschließen würde. Selbstverständlich soll der Sinn dieser Tabelle nicht der sein, daß man die Atomgewichte nun alle auf die runden Zahlen korrigieren solle.

Wir können den Kern des Vorliegenden kurz in folgende Sätze zusammenfassen.

1. Durch die Untersuchungen über die Radioaktivität ist es so gut wie sicher nachgewiesen, daß die Stoffe, besonders der Uran-Radium, der Thoriumfamilie und noch einige andere durch Abschleudern eines (oder mehrer) α-Teilchen vom Atomgewicht 4 zerfallen, indem sie dabei selbst in einen Stoff mit einem um 4 Einheiten leichteren Atomgewicht übergehen.

2. Das ganze System der zurzeit bekannten Elemente läßt sich mit einer Annäherung, die unmöglich zufällig sein kann, einordnen in zwei Reihen von Stoffen, deren einzelne Glieder jedesmal um 4 Einheiten oder ein Multiplum von 4 Einheiten voneinander abstehen. Den Anfang dieser Reihen bildet das Helium vom Atomgewicht 4 und den Schluß bilden die radioaktiven Stoffe mit ihren Zerfallsprodukten, und zwar wahrscheinlich *U-Ra* für die Reihe $4n - 1$, Thorium für die Reihe $4n$.

Diese zwei Tatsachen zusammengehalten, sprechen dafür, daß die Erscheinungen der Radioaktivität nicht auf einige Stoffe beschränkt sind, sondern daß unser ganzes Elementensystem durch Atomzerfall aus den schwersten Elementen entstanden ist.

Die Darstellbarkeit aller Stoffe durch die Formeln $4n$ und $4n - 1$ ist natürlich von der Wahl der Grundeinheit abhängig. Aber daß die Differenz so auffallend vieler Atomgewichte dem Gewicht eines oder mehrerer *He*-Atome gleichkommt, ist eine rein objektive Tatsache und von der Wahl der Grundeinheit vollständig unabhängig.

Mit der Annahme, daß alle Stoffe durch radioaktiven Zerfall der schwereren entstanden sind, bekommt unser ganzes Stoffsystem eine vollkommne Einheitlichkeit; die bisher unerklärliche Tatsache, daß viele Stoffe sich um das Gewicht eines *He*-Atoms voneinander unterscheiden, erfährt eine befriedigende Erklärung; die verschiedene Häufigkeit des Vorkommens der verschiedenen Elemente, die wir bisher nur als Tatsache registrieren konnten, ist einfach eine Folge der verschiedenen „Lebensdauer" der Elemente.

Tabelle II.

Verteilung der Atomgewichte A auf die Reihen $4n - 1$ und $4n$.

$4n-1$	$4n$	A		$4n-1$	$4n$	A	
3		—		123		—	
	4	3,99	*He*		124	—	
7		6,94	*Li*	127		127,5	*Te*
	8	9,1	*Be*		128	126,92	*J*
11		11,0	*B*	131		130,2	*X*
	12	12,0	*C*		132	132,81	*Cs*
15		14,01	*N*	135		—	
	16	16,0	*O*		136	137,37	*Ba*
19		19,0	*F*	139		139,0	*La*
	20	20,2	*Ne*		140	140,25	*Ce*
23		23,00	*Na*	143		140,6	*Fr*
	24	24,32	*Mg*		144	144,3	*Nd*
27		27,1	*Al*	147		—	
	28	28,3	*Si*		148	—	
31		31,04	*P*	151		150,4	*Sm*
	32	32,07	*S*		152	152,0	*Eu*
35		35,46	*Cl*	155		—	
	36	39,88	*Ar*		156	157,3	*Gd*
39		39,10	*K*	159		159,2	*Tb*
	40	40,09	*Ca*		160	—	
43		—		163		162,5	*Dy*
	44	44,1	*Sc*		164	—	
47		—		167		167,4	*Er*
	48	48,1	*Ti*		168	168,5	*Tu*
51		51,06	*V*	171		—	
	52	52,0	*Cr*		172	172,0	*Yb*
55		54,93	*Mn*	175		174,0	*Lu*
	56	55,85	*Fe*		176	—	
59		58,68	*Ni*	179		—	
	60	58,97	*Co*		180	181,0	*Ta*
63		63,57	*Cu*	183		—	
	64	65,37	*Zn*		184	184,0	*W*
67		—		187		—	
	68	—			188	—	
71		69,9	*Ga*	191		190,9	*Os*
	72	72,5	*Ge*		192	193,1	*Ir*
75		74,96	*As*	195		195,2	*Pt*
	76	—			196	197,2	*Au*
79		79,2	*Se*	199		—	
	80	79,92	*Br*		200	200,0	*Hg*
83		82,9	*Kr*	203		—	
	84	85,45	*Rb*		204	204,0	*Tl*
87		87,63	*Sr*	207		207,1	*Pb*
	88	89,0	*Y*		208	208,0	*Bi*
91		90,6	*Zr*	211		—	
	92	—			212	—	
95		93,5	*Nb*	215		—	
	96	96,0	*Mo*		216	—	
99		—		219		—	
	100	101,7	*Ru*		220	—	
103		102,9	*Rh*	223		223,0	*Ra E*
	104	—			224	—	
107		106,7	*Pd*	227		226,4	*Ra*
	108	107,88	*Ag*		228	—	
111		—		231		—	
	112	112,4	*Cd*		232	232,4	*Th*
115		114,8	*In*	235		—	
	116	—			236	—	
119		119,0	*Sn*	239		238,5	*U*
	120	120,2	*Sb*				

Endlich würde aus dieser Auffassung folgen, daß das *He*-Atom in unserer gesamten Körperwelt eine ganz hervorragende Rolle spielen muß, daß es der Baustein ist, aus dem alle Stoffe

wenigstens vorzugsweise aufgebaut sind. Denn wenn stets (?) ein *He*-Atom abgetrennt wird, so müssen die einzelnen Teile desselben fester zusammenhaften als die ganzen *He*-Atome mit der übrigen Masse des zerfallenden Atoms. Ob irgendwo ein Übergang aus einer der großen Klassen in die andere stattfindet (was durch Abschleudern eines *H*-, aber auch eines *Li*-Atoms oder noch auf viele andere Weisen geschehen könnte), entzieht sich bis jetzt vollständig unserer Kenntnis.

Valkenburg (Holland), April 1911.

(Eingegangen 24. April 1911.)

Nachschrift 5. Juni 1911.

Von befreundeter Seite wurde ich darauf aufmerksam gemacht, daß bereits Rutherford in seinem Buche Radioaktive Umwandlungen, deutsch von Levin, 1907, S. 193, im wesentlichen dieselben Gedanken, allerdings ganz kurz, ausgesprochen hat. Die Stelle war mir leider ganz entgangen.

Über einige ideelle Versuche zum Relativitätsprinzip.

Von F. Grünbaum.

Gelegentlich eines Vortrages[1]) über „Längen- und Zeitmessung in der Relativitätstheorie“ hat Herr H. v. Mangoldt darauf hingewiesen, daß sich z. B. die ruhenden Beobachter von den Vorgängen im bewegten System durch Benutzung der Momentphotographie bequem ein Bild verschaffen können. Da Herr v. Mangoldt diese Betrachtung nur näherungsweise und in großer Kürze durchführt, möchte ich Gelegenheit nehmen, im folgenden allgemein und streng zu untersuchen, was der ruhende und was der bewegte Beobachter auf solchen Momentphotographien vorfinden muß. Dabei sollen zu der Darstellung von Herrn v. Mangoldt einige Ergänzungen gegeben werden, weil diese m. E. sonst vielleicht zu irrtümlicher Auffassung der Konsequenzen des Relativitätsprinzips Anlaß geben könnte.

§ 1.

Wir nehmen an, ein „ruhender“ Beobachter R befinde sich auf der Y-Achse des ruhenden Koordinatensystems in der Entfernung y vom Anfangspunkt O dieses Systems. Entsprechend befinde sich ein „bewegter“ Beobachter B auf der Y-Achse des bewegten Systems, in der gleichen Entfernung y vom Anfangspunkt O' des bewegten Systems. Ferner sei, wie gewöhnlich, vorausgesetzt, daß im Moment des Zusammentreffens von O und O' die dort befindlichen Uhren $t = t' = 0$ zeigen. Die beiden Beobachter haben sich verabredet, in einem beliebigen, aber nach der Ablesung ihrer jeweiligen Uhren ihnen „gleichzeitig“ erscheinenden Augenblick eine Momentaufnahme zu machen, die in der Mitte den betreffenden Koordinatenursprung und zu beiden Seiten einen Teil der X-Achse, bzw. der X'-Achse zeigt. Man kann sich dabei nach Herrn v. Mangoldt etwa vorstellen, daß die Koordinaten in beiden Systemen an den verschiedenen Punkten angeschrieben sind. Liest der Beobachter R im Moment der Aufnahme an seiner Uhr die Zeit T, hingegen B an der seinigen die Zeit T' ab, so soll also der Verabredung gemäß $T = T'$ sein. Da also die Aufnahmen in beiden Systemen unter genau den gleichen Orts- und Zeitverhältnissen gemacht sind, müssen wir verlangen, daß sie auch einander genau entsprechend ausfallen.

Wir fragen nun, wie sich ein beliebiger Punkt P der X-Achse auf den Bildern markieren wird. Der Punkt habe im ruhenden System die Koordinaten x, o, o. Nennen wir l (Fig. 1) seine Entfernung vom Ort des Beobachters R,

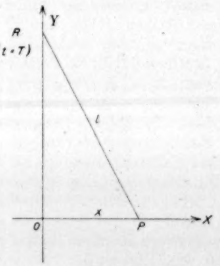


Fig. 1.

so zeigt die in P befindliche (mit aufgenommen gedachte) Uhr offenbar auf dessen Bilde die Zeit

$$T - \frac{l}{c},$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit ist. Bezeichnen wir alles, was der ruhende Beobachter auf seinem Bilde vorfindet, stets mit dem Index r, dann haben wir für den Punkt P

$$x_r = x; \qquad t_r = T - \frac{l}{c}.$$

Im Punkt P befinden sich nun in dem Augenblick

$$t_r = T - \frac{l}{c}$$

auch eine Koordinatenmarke und eine Uhr des bewegten Systems; diese müssen nach den

[1]) Diese Zeitschr. 11, 737, 1910.

Grundgleichungen der Relativitätstheorie (in der Bezeichnungsweise von A. Einstein[1])) die Angaben zeigen:

$$x_r' = \beta \cdot (x_r - v \cdot t_r),$$
$$t_r' = \beta\left(t_r - \frac{v}{c^2} x_r\right).$$

R erhält also auf seinem Bilde in P

$$\left.\begin{aligned} x_r &= x & t_r &= T - \frac{l}{c} \\ x_r' &= \beta\left[x - v\cdot\left(T - \frac{l}{c}\right)\right]; \\ t_r' &= \beta\left[\left(T - \frac{l}{c}\right) - \frac{v}{c^2} x\right]. \end{aligned}\right| \quad \text{(I)}$$

Wie malt sich nun der Punkt P auf der Platte des bewegten Beobachters B? Dazu muß man zunächst feststellen, zu welcher t-Zeit B seine Aufnahme macht, d. h., welche Zeit ein ruhender Beobachter ablesen würde, der im Moment, wo B exponiert, an der gleichen Stelle stünde. Für die Angaben der Uhr des B gilt nun, da für ihn stets $x = v \cdot t$ ist, allgemein:

$$t' = \beta \cdot \left(t - \frac{v}{c^2} x\right) = \frac{t}{\beta}.$$

Hiernach photographiert B zu einer t-Zeit $t = \beta T' = \beta T$. Es ist dies nur ein anderer Ausdruck des bekannten Umstandes, daß Uhren des bewegten Systems, vom ruhenden aus betrachtet, βmal so langsam zu gehen scheinen wie die ruhenden Uhren.

Die Verhältnisse im Moment, wo B exponiert, veranschaulicht Fig. 2. Von dem auf-

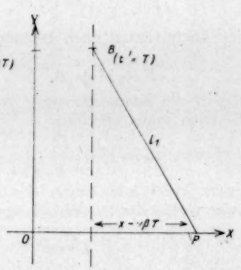


Fig. 2.

genommenen Punkt P ist B um die Strecke l_1 entfernt (vom ruhenden System aus gemessen), welche definiert ist durch

$$l_1^2 = (x - v\beta \cdot T)^2 + y^2.$$

Bezeichnen wir alles, was der Beobachter B auf seiner Platte vorfindet, mit dem Index b, so muß B bei P die t-Zeit

$$t_b = \beta T - \frac{l_1}{c}$$

verzeichnet finden; ferner war angenommen $x_b = x$. Aus den Grundtransformationen der Relativitätstheorie erhält man die Angaben, die B auf seiner Platte bei P vorfindet, zu

$$\left.\begin{aligned} x_b &= x & t_b &= \beta T - \frac{l_1}{c} \\ x_b' &= \beta\left[x - v\left(\beta T - \frac{l_1}{c}\right)\right]; \\ t_b' &= \beta\left[\left(\beta T - \frac{l_1}{c}\right) - \frac{v}{c^2} x\right]. \end{aligned}\right| \quad \text{(II)}$$

Wir wollen endlich zur Vervollständigung noch einen weiteren, wie B bewegten Beobachter B' einführen, dessen Aufstellung so gewählt sei, daß er im Moment $t = T$, wo der ruhende Beobachter R seine Aufnahme macht, sich gerade mit diesem deckt. B' wird genau die gleiche Aufnahme erhalten wie R, aber er wird sie anders deuten. Denn in seinem (gestrichenen) System befindet er sich weder auf der Y-Achse, noch liest er T als Aufnahmezeit ab. Die allgemeinen Transformationsgleichungen ergeben vielmehr, mit $x = 0$ und $t = T$ folgende Werte für den Ort und die Zeit von B' im bewegten System:

$$x'' = -\beta \cdot v \cdot T,$$
$$T'' = \beta T.$$

Auch der Beobachter B' muß die erhaltene Aufnahme von seinem Standpunkt aus widerspruchsfrei und gleichberechtigt deuten können, wie nachher weiter ausgeführt werden wird.

Zusammenfassend ist also zu sagen: Wir erhalten die folgenden Angaben für Ort und Zeit:

Am Ort des Apparates von R:	Feste Marke:	O, y
	Feste Uhr:	T
	Bewegte Marke:	$-\beta v T$, y
	Bewegte Uhr:	βT.
Auf dem Bild dieses Apparates:	Feste Marke:	x, o
	Feste Uhr:	$T - \frac{l}{c}$
	Bewegte Marke:	$\beta\left\{x - v\left(T - \frac{l}{c}\right)\right\}$
	Bewegte Uhr:	$\beta\left\{\left(T - \frac{l}{c}\right) - \frac{v}{c^2} x\right\}$.

Hier sind die willkürlich gewählten Größen durch fetten Druck gekennzeichnet[1]). — Für den bewegten Beobachter werden wir die entsprechende Übersicht in § 2 geben.

1) A. Einstein, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. 4, 420, 1907.

1) Das Schema für diese übersichtliche Anordnung verdanke ich der Liebenswürdigkeit des Herrn Geheimrat v. Mangoldt, dem ich auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank dafür sage.

§ 2.

Aus den im vorigen Paragraphen mit (I) und (II) bezeichneten Gleichungssystemen für die Bilder der beiden Beobachter R und B ist noch keineswegs die Symmetrie dieser Resultate bezüglich der Vertauschung der gestrichenen mit den ungestrichenen Größen und von v mit $(-v)$ zu ersehen. Sie ergibt sich vielmehr erst durch die Benutzung des Prinzips der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit c. Die beiden bewegten Beobachter B und B' müssen aus ihren Aufnahmen den gleichen Wert c für diese Geschwindigkeit erhalten wie die ruhenden, da die Transformationsgleichungen des Relativitätsprinzips die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit in sich schließen. Es sei nur angedeutet, daß man sich durch eine einfache Rechnung auch hier davon überzeugen und im Anschluß daran die Symmetrie der gewonnenen Resultate dartun kann.

Der Beobachter B berechnet nämlich aus seiner Aufnahme als Zeit, die das Licht zum Durchlaufen des Weges PB braucht (Fig. 2), den Wert $T' - t_b'$. Er glaubt sich im Moment, wo das Licht von P ausgeht, von diesem Punkt um eine Strecke l' entfernt, welche durch die Gleichung

$$l'^2 = x_b'^2 + y^2$$

gegeben ist. Demnach müßte, da $T' = T$ ist, gelten

$$\begin{matrix} x_b'^2 + y^2 \\ (T - t_b')^2 \end{matrix} = c^2. \qquad (1)$$

Hieraus erhält man nach leichter Rechnung

$$l^2 - l_1^2 = 2\beta T x v - T^2 v^2 \beta^2.$$

Diese Beziehung ist nach der Definitionsgleichung von l_1 in der Tat richtig.

Nach Gleichung (1) ist also nun

$$l' = c(T' - t_b'),$$

mithin

$$t_b' = T' - \frac{l'}{c}.$$

Schreiben wir jetzt statt x_b' einfach x' und erinnern uns, daß jede Gleichung der Relativitätstheorie in eine andere, richtige Beziehung übergeht, wenn man gestrichene und ungestrichene Größen miteinander, sowie v mit $(-v)$ vertauscht, so folgt aus dem System (II)

$$\left.\begin{aligned} x_b' &= x' & t_b' &= T' - \frac{l'}{c} \\ x_b &= \beta\left[x' + v\left(T' - \frac{l'}{c}\right)\right]; \\ t_b &= \beta\left[\left(T' - \frac{l'}{c}\right) + \frac{v}{c^2}x'\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (IIa)$$

Das System (I) und das System (IIa) sind nun in der Form ganz analog.

Mit Benutzung des in § 1 angegebenen Schemas erhalten wir, wenn die Worte „fest" und „bewegt" jetzt „fest, bzw. bewegt gegen B" bedeuten:

Am Ort des Apparates von B:
- Feste Marke: O, y
- Feste Uhr: T
- Bewegte Marke: $\beta v T$, y
- Bewegte Uhr: βT.

Auf dem Bild dieses Apparates:
- Feste Marke: x', o
- Feste Uhr: $T - \frac{l'}{c}$
- Bewegte Marke: $\beta\left\{x' + v\left(T - \frac{l'}{c}\right)\right\}$
- Bewegte Uhr: $\beta\left\{\left(T - \frac{l'}{c}\right) + \frac{v}{c^2}x'\right\}$

Der Vergleich dieser Übersicht mit derjenigen in § 1 zeigt, daß Ablesungen und Aufnahmen der Beobachter R und B einander völlig entsprechen, wie es das Relativitätsprinzip erfordert.

Auch der Beobachter B' muß von seinem Standpunkt aus wiederum den Wert c für die Lichtgeschwindigkeit sowie analoge Gleichungen finden. Er glaubt sich im Moment, wo das Licht P verläßt, in einer Entfernung l'' von P, welche gegeben ist durch

$$l''^2 = (x_r' - x'')^2 + y^2,$$

oder

$$l''^2 = \beta^2\left(x + v\frac{l}{c}\right)^2 + y^2.$$

Er muß demnach fordern

$$\frac{l''^2}{(T'' - t_r')^2} = c^2. \qquad (2)$$

Von hier kommt man nach leichter Rechnung auf

$$l^2 = x^2 + y^2.$$

Demnach ist die Konstanz von c gewahrt, und nach (2) kann man schreiben

$$t_r' = T'' - \frac{l''}{c}.$$

Mit diesem Wert kann man das System (I) ähnlich wie vorhin das System (II) umwandeln in

$$\left.\begin{aligned} x_r' &= x_r' & t_r' &= T'' - \frac{l''}{c} \\ x_r &= \beta\left[x_r' + v\left(T'' - \frac{l''}{c}\right)\right]; \\ t_r &= \beta\left[\left(T'' - \frac{l''}{c}\right) + \frac{v}{c^2}x_r'\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (III)$$

Das System (III) ist wiederum dem System (I) ganz analog.

§ 3.

Aus den allgemeinen Formeln sollen zwei besonders einfache Spezialfälle hergeleitet werden.

Wir betrachten erstens den Fall, daß beide Beobachter, R und B, ihre Aufnahme machen,

wenn sie sich am gleichen Ort befinden, also zur Zeit $T = T' = 0$. Das Gleichungssystem (I) vereinfacht sich dann zu

$$x_r = x \qquad t_r = -\frac{l}{c}$$

$$x_r' = \beta\left(x + v\frac{l}{c}\right);\quad t_r' = -\frac{\beta}{c}\left(l + v\frac{x}{c}\right).$$

Wegen $l = l_1$ (siehe Fig. 1 und Fig. 2), erhält man in diesem Fall aus dem System (II), wie natürlich, die gleichen Werte: R und B bekommen identische Aufnahmen.

Um zu erfahren, wie sich z. B. der Ursprung O des ruhenden Systems abbildet, hat man $x = 0$ und $l = y$ zu setzen und erhält (mit Fortlassung der hier überflüssigen Indizes)

$$\left.\begin{aligned} x &= 0 & t &= -\frac{y}{c} \\ x' &= \frac{\beta v y}{c} & t' &= -\beta\frac{y}{c}. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Um die Daten für den Ursprung O' des bewegten Systems zu erhalten, muß man beachten, daß das von O' in den Apparat kommende Licht zu einer negativen Zeit diesen Punkt verlassen hat, derart, daß in jenem Moment (Fig. 3) sich verhielt $-x : l = v : c$.

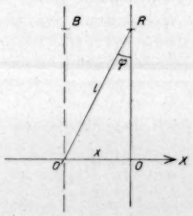


Fig. 3.

Hiernach wird

$$l = y \cdot \beta,$$

und man erhält für O'

$$\left.\begin{aligned} x &= -\frac{\beta \cdot v \cdot y}{c} & t &= -\frac{\beta y}{c} \\ x' &= 0 & t' &= -\frac{y}{c}. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Die Formeln (3) und (4) veranschaulichen sehr deutlich den Sinn der Transformationen der Relativtheorie: Jeder der beiden Beobachter kann behaupten, daß er über seinem Koordinatenursprung ruhe, daß der andere die Längen im Verhältnis $\beta : 1$ zu groß und die Zeiten im Verhältnis $1 : \beta$ zu klein messe. So müßte z. B. der ruhende Beobachter nach (3) erwarten, daß sich zur Zeit

$$t = -\frac{y}{c}$$

in O der Punkt des gestrichenen Systems

$$x' = -v \cdot t = \frac{vy}{c}$$

befinde, während er auf dem Bild

$$x' = \beta \cdot \frac{vy}{c}$$

abliest. Ebenso findet er nach (4) als Aufnahmezeit für den Punkt O' den Wert

$$t = -\frac{\beta y}{c},$$

während dort

$$t' = -\frac{y}{c}$$

ist, obgleich die Uhr bei O' bei der Ankunft in O übereinstimmend mit der dortigen Uhr $t' = t = 0$ zeigt.

Einige Worte seien noch über den Ort gesagt, den die Bilder der Punkte O und O' auf der Platte einnehmen werden. Es war festgesetzt, daß die beiden Beobachter ihre Apparate parallel zur Y-Achse richten sollten. Der Beobachter R erhält daher ohne weiteres den Ursprung O seines Koordinatensystems auf der Mitte seiner Platte. Jedoch der Strahl, der O' für den Beobachter B abbildet (Fig. 3), fällt unter dem Winkel

$$\varphi = \arcsin\frac{v}{c}$$

zur Y-Achse ein. Da aber dieser Strahl auch im Innern des Apparates von B noch eine Strecke zurückzulegen hat, so wirkt während der dazu nötigen Zeit die Aberration des Lichtes derart, daß gerade durch die Ablenkung um den Winkel φ der Punkt O' für den Beobachter B in der Mitte von dessen Platte abgebildet wird.

§ 4.

Wir behandeln weiter den Spezialfall, daß der Beobachter R seine Aufnahme in dem Moment macht, wo er die beiden Punkte O und O' in Deckung erblickt, oder, genauer gesagt, daß er seine Aufnahmezeit derart wählt, daß O und O' auf dem erhaltenen Bilde einander decken. Das ist offenbar der Fall für

$$T = \frac{y}{c}.$$

Das System (I) geht dann über in

$$\left.\begin{aligned} x_r &= x & t_r &= \frac{y-l}{c} \\ x_r' &= \beta\left[x - v\frac{y-l}{c}\right]; & t_r' &= \beta\left[\frac{y-l}{c} - \frac{v}{c^2}x\right]. \end{aligned}\right\} \quad (I^*)$$

Für den Punkt O (zugleich O') folgt hieraus in der Tat

$$x_r = 0 \qquad t_r = 0$$
$$x_r' = 0 \qquad t_r' = 0.$$

Das System (II) geht über in

$$\left.\begin{aligned} x_b &= x & t_b &= \frac{\beta y - l_1}{c} \\ x_b' &= \beta\left[x - \frac{v}{c}\left(\beta y - l_1\right)\right]; & & \\ t_b' &= \beta\left[\frac{1}{c}\left(\beta y - l_1\right) - \frac{v}{c^2}x\right]. & & \end{aligned}\right\} \text{(II*)}$$

Man ersieht aus Fig. 4 leicht, daß sich für B im Moment seiner Aufnahme verhält $l_1 : x_1 = c : v$, und hieraus folgt $l_1 = \beta y$ für den Punkt O. Demnach wird für O:

$$x_b = 0 \qquad t_b = 0$$
$$x_b' = 0 \qquad t_b' = 0,$$

so daß auch B auf seiner Platte die beiden Punkte O und O' in Deckung erhält, mit den Zeiten $t = t' = 0$.

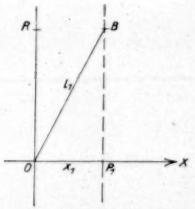


Fig. 4.

Für den Punkt P_1 (Fig. 4), der nach der Meinung des ruhenden Beobachters im Moment der Aufnahme des B sich senkrecht unter B befindet, erhält man nach (I*)

$$x_{1_r} = \beta y \frac{v}{c} \qquad t_{1_r} = -\frac{y}{c}(\beta - 1)$$
$$x'_{1_r} = \beta y \frac{v}{c}(2\beta - 1); \quad t'_{1_r} = \frac{\beta y}{c}\left[1 - \beta\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)\right]$$

als Aufnahme des Beobachters R. Ferner wird nach (II*) die Aufnahme des B, weil die dort mit l_1 bezeichnete Größe für P_1 mit y zusammenfällt, folgendes ergeben:

$$x_{1_b} = x_{1_r} \qquad t_{1_b} = -t_{1_r}$$
$$x'_{1_b} = x_{1_r} \qquad t'_{1_b} = t_{1_r}.$$

Insbesondere erhält für P_1 also jeder der beiden Beobachter in seinem eigenen Koordinatensystem die gleichen Werte für x und t wie der andere in dem seinigen, den letzten beiden Gleichungen gemäß.

Ganz entsprechende Formeln erhält man, wenn man umgekehrt einen Punkt P_2 sucht, dessen Koordinate x' auf beiden Aufnahmen den gleichen Wert ergibt, nämlich

$$x' = -\beta y \frac{v}{c}.$$

Für diesen Punkt ist auch

$$x_r = -\beta y \frac{v}{c}.$$

Man ersieht das unmittelbar durch Einsetzen dieses letzteren Wertes in das System (I*):

$$x_{2_r} = -\beta y \frac{v}{c} \qquad t_{2_r} = -\frac{y}{c}(\beta - 1)$$
$$x'_{2_r} = -\beta y \frac{v}{c} = x_{2_r}; \quad t'_{2_r} = \frac{y}{c}(\beta - 1) = -t_{2_r}.$$

Weil nun ferner für einen Punkt, der auf der Aufnahme des beweglichen Beobachters das gleiche x' wie P_2 haben soll, auch $l' = \sqrt{x'^2 + y^2}$ den gleichen Wert hat wie $l = \sqrt{x^2 + y^2}$, so muß dieser Punkt auf der Aufnahme des bewegten Beobachters folgendermaßen aussehen:

$$x'_{2_b} = x'_{2_r} \qquad t'_{2_b} = -\frac{l' - y}{c} = t_{2_r},$$

und hieraus nach den allgemeinen Transformationsformeln

$$x_{2_b} = -\beta y \frac{v}{c}(2\beta - 1);$$
$$t_{2_b} = \frac{\beta y}{c}\left[1 - \beta\left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)\right].$$

Zur Übersicht seien die Bestimmungsstücke der Bilder von P_1 und P_2 in etwas anderer Anordnung nebeneinander gestellt:

P_1

Bild des R:
$$\begin{cases} x_1 = \beta y \dfrac{v}{c} \\ t = -\dfrac{y}{c}(\beta - 1) \\ x' = \beta y \dfrac{v}{c}(2\beta - 1) \\ t' = \dfrac{\beta y}{c}\left[1 - \beta\left(1 + \dfrac{v^2}{c^2}\right)\right] \end{cases}$$

Bild des B:
$$\begin{cases} x = x_1 \\ t = -t \\ x' = x \\ t' = t \end{cases}$$

P_2

Bild des B:
$$\begin{cases} x_2' = -\beta y \dfrac{v}{c} \\ t' = -\dfrac{y}{c}(\beta - 1) \\ x = -\beta y \dfrac{v}{c}(2\beta - 1) \\ t = \dfrac{\beta y}{c}\left[1 - \beta\left(1 + \dfrac{v^2}{c^2}\right)\right] \end{cases}$$

Bild des R:
$$\begin{cases} x' = x_2' \\ t' = -t \\ x = x' \\ t = t'. \end{cases}$$

Diese Formeln zeigen, wie auch hier zu einem Punkt P_1 des ruhenden Systems ein Punkt P_2 des bewegten Systems mit genau entsprechenden Eigenschaften angegeben werden kann.

Schließlich sei noch (wegen einiger Erörterungen in § 5) darauf hingewiesen, daß der Beobachter R auch aus diesen Photographien, die O und O' in Deckung zeigen, mit nicht mehr Recht herleiten kann, daß eine Strecke im bewegten System βmal so lang erscheint wie im ruhenden, als der Beobachter B das Umgekehrte aus seiner Aufnahme herleiten könnte. Im allgemeinen zeigen ja überhaupt die Punkte auf der Aufnahme des R verschiedene t-Zeiten. Eine solche Annahme könnte sich also höchstens auf zwei Punkte beziehen, deren Abszissen gleich, aber entgegengesetzt sind; denn nur diese zeigen auf der Aufnahme des R gleiche t-Zeichen, da l für beide gleich ist. Nennen wir die Abszissen zweier solcher Punkte x_1 und x_2, wobei $x_2 = -x_1$ ist, so folgt aus den allgemeinen Formeln

$$x'_{1_r} = \beta(x_1 - vt_1)$$

und

$$x'_{2_r} = \beta(x_2 - vt_2),$$

also wegen $t_1 = t_2$ allerdings

$$x'_{1_r} - x'_{2_r} = \beta(x_1 - x_2).$$

Indessen wird hier B einwenden, daß für ihn die Punkte nicht symmetrisch zu O' liegen, da nicht $x'_{1_r} = -x'_{2_r}$ ist, ferner, daß auch t' für beide Punkte verschieden ausfällt und daß er aus seiner Aufnahme die umgekehrte Längenbeziehung ableiten kann.

§ 5.

Wir wollen nun auf Grund unserer Ergebnisse die näherungsweise Darstellung von Herrn v. Mangoldt betrachten. Herr v. Mangoldt schreibt[1]): „Denkt man sich etwa auf der Achse OY in einem hinreichend weit von O entfernten Punkt einen genügend empfindlichen photographischen Apparat aufgestellt und gegen O hin gerichtet, so gibt eine Momentaufnahme, die mit diesem Apparat gemacht wird, von den Zuständen, die zu einer und derselben Zeit auf einem nicht allzuweit ausgedehnten, den Punkt O als Mittelpunkt enthaltenden Teil der x-Achse herrschen, mit einem Schlage ein näherungsweise richtiges Bild."

„Es hat nun keine Schwierigkeit, sich klar zu machen, was derartige Beobachtungen ergeben müssen. Denkt man sich z. B. den Verschluß des Apparates dann einen Augenblick geöffnet, wenn dasjenige Licht eintrifft, das bei der Zeitangabe Null der festen Uhren von den in einer gewissen Nähe des Punktes O auf der Achse OX befindlichen festen und den mit ihnen zusammenfallenden beweglichen Signalen ausgesandt wurde, so erhält man ein Bild, in dessen Mitte die Punkte O und O' vereinigt erscheinen, und in dem jede der photographierten festen Uhren auf Null zeigt. Dies Bild zeigt ferner auf der Achse OX links und rechts vom Punkte O' zwei äußerste bewegliche und zugleich zwei mit ihnen in Deckung befindliche feste Signale. Sind nun $(-x')$ und x' die Abszissen der beiden ersteren in bezug auf O' und $(-x)$ und x die Abszissen der letzteren in bezug auf O, so ist nicht etwa $x' = x$, sondern ... wegen $t = 0$

$$x' = \beta x^1), \text{ also umgekehrt } x = \frac{x'}{\beta}.$$

Das heißt aber in anderen Worten: Der Abstand der beiden beweglichen Signale, für den ein Bewohner des bewegten Körpers durch unmittelbare Messung den Wert $2x'$ findet, scheint einem feststehenden Beobachter nur die Länge $\frac{2x'}{\beta}$ zu haben."

Es ist hier zunächst auffällig, daß es möglich sein soll, mit einem Schlage von den Zuständen auf einem Teil der X-Achse, also auf einer Mehrheit von Punkten, ein — wenn auch nur näherungsweise — richtiges Bild zu erhalten. Denn man denkt hier unwillkürlich an eine Möglichkeit, die „Gleichzeitigkeit" für Ereignisse an verschiedenen Punkten zu konstatieren; und daß das unmöglich ist, bildet ja gerade einen der Grundgedanken der Relativitätstheorie. Diese Meinung wird dadurch bestärkt, daß auf dem Bild des festen Beobachters alle festen Uhren auf Null zeigen sollen. Es wird dabei also der Zeitunterschied vernachlässigt, der entsteht, weil das Licht von den verschiedenen festen Uhren aus verschieden lange Wege bis zum photographischen Apparat zurückzulegen hat. Gerade diese Vernachlässigung, bei einer Theorie, deren Wurzel eben in der scharfen Betrachtung der Zeiten liegt, die solche Lichtsignale brauchen, bedarf, wie mir scheint, einer kurzen Rechtfertigung durch eine nähere Rechnung. Insbesondere muß noch gezeigt werden, daß der bewegte Beobachter auch hier das genau entsprechende Bild findet, so daß also alle seine Uhren auf seiner Photographie in dem fraglichen Bereich ebenfalls Null zeigen. Wir wollen dartun, daß dies bei konsequenter Durchführung der Vernachlässigung in der Tat der Fall ist.

1) l. c. S. 743.

1) Im Original steht hier, offenbar infolge eines Druckfehlers, $x' = \beta$.

§ 6.

Der von Herrn v. Mangoldt betrachtete Fall ist identisch mit dem von uns in § 4 behandelten. Wir hatten dort für die Zeitangabe der ruhenden Uhren auf dem Bilde des Beobachters R gefunden:

$$t_r = \frac{y - l}{c}.$$

Hier ist (Fig. 1)

$$l = (x^2 + y^2)^{1/2}$$

oder

$$l = y\left(1 + \frac{1}{2}\frac{x^2}{y^2} + \cdots\right).$$

Hier nimmt nun Herr v. Mangoldt an, daß der Aufnahmeort hinreichend weit von O entfernt und der aufgenommene Teil der X-Achse nicht allzuweit ausgedehnt sei, mit andern Worten, das Verhältnis $\frac{x}{y}$ wird als klein angenommen, sagen wir von erster Ordnung. Dadurch wird $l = y$ und in der Tat überall $t_r = 0$. Der genauere Ausdruck für t_r würde dagegen lauten:

$$t_r = -\frac{x}{2c}\cdot\frac{x}{y}.$$

Setzen wir also $t_r = 0$, so vernachlässigen wir hier schon ein Glied erster Ordnung. Für die Größe x_r' finden wir aus § 4, nach Einsetzen unseres Wertes für l (oder t_r)

$$x_r' = \beta\cdot\left[x + \frac{v}{2c}\frac{x^2}{y}\right] = \beta x\left[1 + \frac{v}{2c}\cdot\frac{x}{y}\right].$$

Hier dürfen wir über die Größe von $\frac{v}{c}$ keinerlei Voraussetzungen machen; wenn wir also mit Herrn v. Mangoldt auf dem Bilde überall $x_r' = \beta x$ setzen, so vernachlässigen wir dabei $\frac{x}{y}$, wiederum ein Glied erster Ordnung, gegen 1.

Wir wollen deshalb folgerichtig die Vernachlässigung der Glieder erster Ordnung weiterführen.

Die von Herrn v. Mangoldt nicht berechnete Größe t_r' wird nach (I*)

$$t_r' = \beta\left[-\frac{x^2}{2cy} - \frac{v}{c^2}x\right],$$

oder

$$t_r' = -\frac{\beta x}{c}\left[\frac{x}{2y} + \frac{v}{c}\right],$$

und mit Vernachlässigung des Gliedes erster Ordnung

$$t_r' = -\beta x\cdot\frac{v}{c^2}.$$

Berechnen wir nun weiter, welches Bild der bewegte Beobachter unter den gleichen Bedingungen erhält, so handelt es sich in unseren Formeln für x_b' usw. (§ 4) vor allem um die Größe l_1. Diese war für den Punkt O gleich βy. Für irgendeinen anderen Punkt P der X-Achse tritt statt l_1 der Wert l_2 ein, wo (Fig. 5)

$$l_2^2 = l_1^2\left(1 + \frac{x^2}{l_1^2} - \frac{2x}{l_1}\cdot\frac{v}{c}\right)$$

ist.

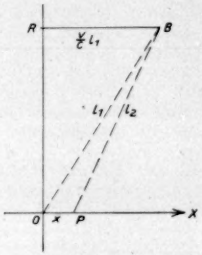


Fig. 5.

Ist $\frac{x}{y}$ klein, so ist es $\frac{x}{l_1}$ erst recht, und wir erhalten, zunächst mit Vernachlässigung des Gliedes $\frac{x^2}{l_1^2}$, angenähert

$$l_2 = l_1\left(1 - \frac{x}{l_1}\cdot\frac{v}{c}\right).$$

Demnach wird gemäß (II*)

$$t_b = \frac{1}{c}\left[l_1 - l_1\left(1 - \frac{x}{l_1}\cdot\frac{v}{c}\right)\right] = \frac{xv}{c^2}.$$

Ferner wird

$$x_b' = \beta\left[x - x\frac{v^2}{c^2}\right] = \frac{x}{\beta},$$

und

$$t_b' = \beta\left[\frac{xv}{c^2} - \frac{xv}{c^2}\right] = 0.$$

Stellen wir die gefundenen Größen zusammen, so haben wir:

Bild des R	Bild des B
$x = x'$	$x' = x'$
$t = 0$	$t' = 0$
$x' = \beta x$	$x = \beta x'$
$t' = -\beta x\frac{v}{c^2}$	$t = \beta x'\frac{v}{c^2}$.

Demnach entsprechen auch diese Gleichungen den Forderungen des Relativitätsprinzips, und die benutzten Vernachlässigungen können trotz der oben angeführten prinzipiellen Bedenken eingeführt werden.

Auch die Konstanz der Geschwindigkeit c bleibt hier gewahrt. Für die Beobachter R und B geht das aus der Natur der begangenen Vernachlässigung unmittelbar hervor, aber nicht für

den Beobachter B' (siehe § 2). Für ihn gilt zur Aufnahmezeit

$$x'' = -\beta v \cdot \frac{y}{c}$$

und

$$T'' = \frac{\beta y}{c}.$$

Er muß wieder verlangen

$$\frac{(x_r' - x'')^2 + y^2}{(T'' - t_r')^2} = c^2.$$

Dies ergäbe

$$\frac{\left(\beta x + \beta v \frac{y}{c}\right)^2 + y^2}{\left(\beta \frac{y}{c} + \beta x \frac{v}{c^2}\right)^2} = c^2.$$

Vernachlässigt man hier links wieder alle Glieder von der ersten Ordnung an, so kommt man wirklich auf

$$\frac{1 + \beta^2 \frac{v^2}{c^2}}{\frac{\beta^2}{c^2}} = \frac{c^2}{\beta^2} + v^2 = c^2.$$

Es sei endlich noch bemerkt, daß im Grunde die Vorstellung der Ausführung einer Momentphotographie für unsere Überlegungen unwesentlich ist. Alles, was ein Beobachter durch sie erhält, könnte er ebensogut, gerade wie im täglichen Leben, auch unmittelbar sehen. Nur käme die rein äußerliche Schwierigkeit hinzu, daß es unmöglich ist, in einem Augenblick, ganz wörtlich verstanden, die Zustände an einer größeren Anzahl von Punkten der X-Achse beobachtend zu erfassen, während die Photographie eben dieses gestattet.

§ 7.

Die in den vorhergehenden Paragraphen ausgeführten Rechnungen sind im Grunde sämtlich Anwendungen und Spezialisierungen des einen, umfassenden Prinzips der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. Durch Photographie, die ja auch eine Lichtsignalgebung ist, kann eben kein Beobachter erkennen, daß seine Längen- oder Zeitmessung etwas vor der eines anderen Beobachters voraus hat. Die eingehende Betrachtung eines solchen ideellen Experimentes kann wohl dazu dienen, das Verständnis der Formeln zu vertiefen und ihre Bedeutung der Anschauung etwas näher zu bringen.

Von diesem Gesichtspunkt aus soll hier noch auf zwei andere ideelle Versuche hingewiesen werden, die dem gleichen Zwecke dienen.

Es ist eine bekannte, im § 1 schon erwähnte Folgerung aus den Grundformeln der Theorie, daß eine bewegte Uhr dem ruhenden Beobachter R βmal so langsam zu gehen scheint wie seine eigenen Uhren. Wollte also der ruhende Beobachter die Übereinstimmung seiner Uhren untereinander auf die nächstliegende Weise prüfen, nämlich dadurch, daß er eine von ihnen zu einer anderen hinträgt und dann beider Angaben vergleicht, so werden diese jetzt eine konstante Differenz aufweisen, da die transportierte Uhr während der Zeitspanne ihrer Bewegung langsamer ging. Man muß nun auf Grund des Relativitätsprinzips erwarten, daß ein mit beliebiger Geschwindigkeit bewegter Beobachter, der den Transport derselben Uhr beobachtet, beim Vergleich mit seinen Uhren genau das entsprechende Zurückbleiben jener Uhr findet. Formuliert man diese Forderung mathematisch, so erhält man auf diesem Wege eine bekannte Formel der Relativitätstheorie wieder.

Nehmen wir der Einfachheit halber an, der Beobachter R wolle die im Koordinatenursprung O befindliche Uhr mit einer in einem beliebigen Punkt $P = (x, 0)$ der X-Achse befindlichen ruhenden Uhr vergleichen. Er setzt sie dazu im Moment $t = 0$ ihrer Angabe mit einer konstanten Geschwindigkeit u in Bewegung[1]). Dann ist $x = u \cdot t$, d. h. die in P befindliche Uhr zeigt bei der Ankunft der anderen die Zeit $t = x/u$. Mit der bewegten Uhr denken wir uns am besten ein anderes Koordinatensystem fest verbunden. Sie zeigt dann bei der Ankunft in P

$$t'' = \beta''\left(t - \frac{u}{c^2} x\right),$$

wobei

$$\beta'' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$$

ist.

Hieraus erhält man die bekannte Gleichung

$$t' = \frac{t}{\beta''}.$$

Ein mit der Geschwindigkeit v gegen das ruhende System längs dessen X-Achse bewegter

1) Dieser Versuch trägt ebenso wie ein von A. Einstein (Ann. d. Phys. 17, 904, 1905) gegebenes, verwandtes Beispiel das Bedenken in sich, daß die Uhr beim Übergang aus der Ruhe in die Bewegung beschleunigt werden muß und daß wir das Verhalten der Uhr in dieser, eventuell unendlich kurzen Beschleunigungsperiode nicht kennen. Hierauf weist auch W. v. Ignatowsky (Arch. d. Math. u. Phys. 17, 18, 19, 1910) hin, indem er betont, daß es keine Uhr gibt, welche die Eigenzeit anzeigte. Will man diese Schwierigkeit vermeiden, so muß man annehmen, daß eine dritte, zur Vergleichung dienende Uhr des ruhenden Systems schon zuvor auf die Geschwindigkeit u gebracht sei und im Moment ihres Durchganges durch O auf $t = 0$ gestellt werde. — Mathematisch ist das Ergebnis ohne weiteres vorauszusehen, weil die beobachtete Zeitverkürzung t/β für beliebig bewegte Systeme, also auch speziell für das ruhende immer dieselbe sein muß, wenn β passend gewählt ist.

Beobachter B, dessen Koordinatenursprung O', wie gewöhnlich, zur Zeit $t = t' = 0$ mit O zusammenfalle, will nun dieselbe Uhr gleichzeitig zur Vergleichung seiner Uhren benutzen. Er findet, daß sie sich gegen sein System mit einer anderen Geschwindigkeit w bewegt. Er muß, wenn die Uhr in P angekommen ist und er sie mit einer in seinem System ruhenden, in diesem Moment in P befindlichen Uhr mit der Angabe t' vergleicht, fordern, daß entsprechend wie oben

$$t'' = \frac{t'}{\beta'}$$

sei, wobei

$$\beta' = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}}$$

ist.

Aus der Gleichsetzung der beiden t'' findet sich

$$\frac{t}{\beta''} = \frac{t'}{\beta'},$$

und, da allgemein

$$t' = \beta\left(t - \frac{v}{c^2}\, x\right)$$

ist, hat man weiter

$$\frac{1}{\beta''} = \frac{\beta}{\beta'}\left(1 - \frac{u \cdot v}{c^2}\right).$$

Setzt man die Werte für β, β' und β'' ein, so kann man hieraus berechnen, daß

$$u = \frac{v + w}{1 + \frac{v \cdot w}{c^2}}$$

sein muß.

Dieses ist die Formel, die Einstein, auf anderem Wege abgeleitet, als „Additionstheorem der Geschwindigkeiten" bezeichnet[1]). Auch die dort gegebene allgemeinere Formel wäre auf diesem Wege herzuleiten, wenn man nicht die X-Achse, die Bewegungsrichtung der Uhr und die von B zusammenfallen ließe.

Der beschriebene, ideelle Versuch bildet die Veranschaulichung für die mathematische Tatsache, daß die Paralleltransformationen für die drei benutzten Koordinatensysteme eine Gruppe bilden[2]).

Die gleiche Beziehung zwischen den Geschwindigkeiten läßt sich auch durch Betrachtung der Verkürzungen eines mit der Geschwindigkeit u bewegten Stabes erhalten, die ein ruhender, sowie ein mit der Geschwindigkeit v bewegter Beobachter finden muß. Dieser fordert eine Verkürzung im Verhältnis $\beta' : 1$, jener im Verhältnis $\beta'' : 1$, und hiervon ausgehend, kommt man auf eine ganz ähnliche, kleine Rechnung.

1) Ann. d. Phys. **17**, 906, 1905.
2) A. Einstein, l. c.

§ 8.

Zum Schluß sei ein dritter ideeller Versuch angeführt, welcher, dem ersten Anschein nach auf einen Widerspruch mit dem Relativitätsprinzip führend, sich bei näherer Betrachtung gerade in dessen Sinne deuten läßt.

Man denke sich (Fig. 6) im ruhenden System eine elektrische Leitung mit einer Batterie. Auf

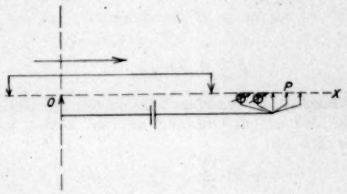


Fig. 6.

der einen Seite, etwa in O, endigt die Leitung in einem einzigen, unendlich schmalen Kontakt, auf der anderen Seite in einer großen Anzahl solcher Kontakte, die sehr nahe beieinander liegen. Jede der Zweigleitungen enthalte, wie dies bei einigen angedeutet ist, sehr nahe dem Kontakt ein äußerst empfindliches Galvanometer. Darüber hinweg bewege sich, im gestrichenen System festliegend, ein leitender Bügel, dessen beide Kontaktspitzen beständig auf der X-Achse fortgleiten.

Es gibt nun eine, und nur eine Stellung des Bügels in der er den Stromkreis der Batterie schließt. Das Galvanometer, das sich in der betreffenden, dann vom rechten Bügelkontakt berührten Leitung befindet, etwa bei P, muß ausschlagen, und selbst wenn es erst ausschlägt, nachdem der Bügel schon merklich weiter geglitten ist, so wird man doch zugeben müssen, daß gerade diese Leitung gerade dann in Kontakt mit dem rechten Bügelende war, als das linke sich in O befand.

Beim Verfolgen dieser Vorstellung stößt man sogleich auf Widersprüche gegen das Relativitätsprinzip. Vor allem hätte man ja auf diese Weise Gleichzeitigkeit für zwei verschiedene Stellen des Raumes konstatiert. Wenn der obige Gedankengang einwandfrei wäre, so müßte man eben schließen, der rechte Bügelkontakt habe die betreffende Galvanometerleitung berührt, während „gleichzeitig" der linke in O berührte. Auch kommt man mit den Längenbeziehungen in ein Dilemma. Denn wenn die Länge des

Bügels, vom mitbewegten Beobachter mittels synchroner Uhren gemessen, l' beträgt, die Länge der Strecke OP dagegen, vom ruhenden Beobachter synchron gemessen, sich zu l ergibt, so muß ja bekanntlich jeder der Beobachter, wenn er die Strecke des anderen synchron nachmißt, behaupten können, daß jener einen βmal zu großen Wert gefunden habe. Andererseits kann doch der beschriebene ideelle Versuch nur ein einziges, ganz bestimmtes Resultat ergeben; denn das rechte Bügelende hat seine unveränderliche x'-Koordinate und die Galvanometerleitung bei P auch ihre feste x-Koordinate. Nun darf dem Anschein nach keine dieser Koordinaten größer sein als die andere, weil dann eine Unsymmetrie vorhanden wäre, aus der man auf die absolute Ruhe des einen Beobachters schließen könnte. Gleich können sie aber auch nicht sein; welcher von den beiden nach der synchronen Messung in Betracht kommenden Werten, der größere, oder der βmal so kleine, sollte sich dabei wohl ergeben? Auch kann die Umkehrung des Versuches die Widersprüche nicht lösen, denn es ist kein experimenteller Grund einzusehen, weshalb etwas anderes herauskommen sollte, wenn der Bügel ruht und die Batterie mit dem Kontaktsystem sich bewegt.

Erst die Berücksichtigung der Tatsache, daß die Fortpflanzung der elektrischen Wirkung im Draht Zeit braucht, führt darauf, daß die Vorgänge an den beiden Bügelenden in dem Zeitdifferential der Berührung als unabhängig voneinander anzusehen sind. Man kann sich dann den Vorgang etwa folgendermaßen vorstellen. Die Entfernung von O bis zum nächsten Kontaktstück sei etwas kleiner als l/β, die von O bis zum fernsten Kontaktstück etwas größer als l, im ruhenden System gemessen. Kommt nun das rechte Bügelende mit den ersten Kontaktstücken in Berührung, so lädt sich der Bügel auf das Potential der Kontaktstücke, und wenn die Galvanometer empfindlich genug sind, bzw. die Kapazität des Bügels groß genug ist, so könnte man dabei die Ladungsströme konstatieren, die aber für uns unwesentlich sind. In einem bestimmten Moment kommt das linke Bügelende nun in O an. Dann findet zwischen diesem und dem ruhenden Kontakt ein elektrischer Ausgleich statt, der sich mit endlicher Geschwindigkeit über den Draht hin fortpflanzt. Im Moment, wo er das rechte, inzwischen weiter bewegte Ende erreicht hat, tritt er in das ruhende System über, etwa bei P, und das dort befindliche Galvanometer schlägt aus. Der ruhende Beobachter liest dabei x und t, der bewegte Beobachter andere Werte x' und t' ab. Um zu wissen, wann die linken Enden koinzidierten, müssen aber nun beide wieder erst rechnen, und dabei kommt man einfach auf das Additionstheorem der Geschwindigkeiten.

Der ruhende Beobachter wird nämlich

$$\frac{x}{t} = u,$$

der bewegte

$$\frac{x'}{t'} = u'$$

finden. Hier gilt, wie in § 7,

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{u' \cdot v}{c^2}}.$$

Der ruhende Beobachter wird als Geschwindigkeit der Elektrizität gegen den bewegten Beobachter den Wert $u - v$ ansehen und hat nach obiger Formel

$$u - v = u'\left(1 - \frac{u \cdot v}{c^2}\right),$$

der bewegte Beobachter als Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität gegen den ruhenden dagegen den Wert $u' + v$, und hat seinerseits

$$u' + v = u\left(1 + \frac{u' \cdot v}{c^2}\right).$$

Diese Formeln entsprechen einander in bekannter Weise; sie zeigen, daß keine Auffassung vor der anderen den Vorzug verdient.

Auch dieser ideelle Versuch dürfte ein lehrreiches Beispiel für die eigenartige Schlußweise bilden, der man altbekannte Vorgänge unterwerfen muß, wenn man sie vom Standpunkt der Relativitätstheorie betrachtet.

Charlottenburg, Physik. Institut d. Technischen Hochschule, Februar 1911.

(Eingegangen 17. März 1911.)

Zum Ehrenfestschen Paradoxon.

Bemerkung zu V. Varičaks Aufsatz.

Von A. Einstein.

Neulich hat in dieser Zeitschrift[1]) V. Varičak Bemerkungen publiziert, die nicht unerwidert bleiben dürfen, weil sie Verwirrung stiften können.

Der Verfasser hat mit Unrecht einen Unterschied der Lorentzschen Auffassung von der meinigen mit Bezug auf die physikalischen Tatsachen statuiert. Die Frage, ob die Lorentz-Verkürzung wirklich besteht oder nicht, ist irreführend. Sie besteht nämlich nicht „wirklich", insofern sie für einen mitbewegten Beob-

1) Diese Zeitschr. **12**, 169, 1911.

achter nicht existiert; sie besteht aber „wirklich", d. h. in solcher Weise, daß sie prinzipiell durch physikalische Mittel nachgewiesen werden könnte, für einen nicht mitbewegten Beobachter. Dies ist es ja, was Ehrenfest in sehr hübscher Weise deutlich gemacht hat.

Wir erhalten die Gestalt eines relativ zu einem System K bewegten Körpers in bezug auf K, indem wir die Punkte von K ermitteln, mit welchen zu einer bestimmten Zeit t von K die materiellen Punkte des bewegten Körpers koinzidieren. Da der bei dieser Festsetzung gebrauchte Begriff der Gleichzeitigkeit in bezug auf K vollkommen, d. h. so definiert ist, daß auf Grund dieser Definition eine Konstatierung der Gleichzeitigkeit auf experimentellem Wege prinzipiell möglich ist, so ist auch die Lorentz-Kontraktion prinzipiell wahrnehmbar.

Dies würde Herr Varičak vielleicht zugeben, also in gewissem Sinne seine Aussage zurücknehmen, daß die Lorentz-Kontraktion eine „subjektive Erscheinung" sei. Aber er würde vielleicht an der Ansicht festhalten, daß die Lorentz-Verkürzung lediglich in den willkürlichen Festsetzungen über die „Art unserer Uhrenregulierung und Längenmessung" ihre Wurzel habe. Inwiefern diese Ansicht nicht aufrecht erhalten werden kann, zeigt folgendes Gedankenexperiment.

Es seien zwei (ruhend verglichen) gleichlange Stäbe $A'B'$ und $A''B''$, welche längs der X-Achse eines beschleunigungsfreien Koordinatensystems in der X-Achse paralleler, gleichsinniger Orientierung gleiten können. $A'B'$ und $A''B''$ sollen aneinander vorbeigleiten, wobei $A'B'$ im Sinne der positiven, $A''B''$ im Sinne der negativen X-Achse mit beliebig großer konstanter Geschwindigkeit bewegt sei. Dabei begegnen sich die Endpunkte A' und A'' in einem Punkte A^*, die Endpunkte B' und B'' in einem Punkte B^* der X-Achse. Die Entfernung A^*B^* ist dann nach der Relativitätstheorie kleiner als die Länge eines jeden der Stäbe $A'B'$ und $A''B''$, was mit einem der Stäbe konstatiert werden kann, indem derselbe im Zustand der Ruhe an der Strecke A^*B^* angelegt wird.

Prag, Mai 1911.

(Eingegangen 18. Mai 1911.)

Über einen möglichen Unterschied zwischen Emissions- und Absorptionsspektren.

Von T. Krawetz.

Das emittierende Molekül bestehe aus einer unbeweglichen, positiven Kugel, deren Ladung $= 2e$ sei, und aus zwei Elektronen, deren Masse m, deren Ladung $-e$ betrage. Die Elektronen werden von der positiven Kugel gleich stark angezogen und erleiden bei ihrer Bewegung gleichen Widerstand. Dann sind, bei Abwesenheit äußerer Kräfte, die Gleichungen für die Verrückungen der Elektronen:

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} + k\frac{dx_1}{dt} + p_0^2 x_1 - q^2 x_2 = 0;$$

$$\frac{d^2x_2}{dt^2} + k\frac{dx_2}{dt} + p_0^2 x_2 - q^2 x_1 = 0.$$

Beim Integrieren dieses Systems kommen wir bekanntlich zu der Gleichung:

$$(-p^2 + kip + p_0^2)^2 - q^4 = 0,$$

welche uns die Eigenfrequenzen zu

$$p_1 = \sqrt{p_0^2 + q^2};\ p_2 = \sqrt{p_0^2 - q^2}$$

ergibt; dabei ist die Dämpfung k vernachlässigt. Wir haben es also im Emissionsspektrum mit einem Duplett zu tun.

Betrachten wir anderseits die Dispersion eines aus solchen Molekeln bestehenden Mediums. Die Bewegungsgleichungen sind jetzt:

$$\frac{d^2x_1}{dt^2} + k\frac{dx_1}{dt} + p_0^2 x_1 - q^2 x_2 = -\frac{e}{m}X;$$

$$\frac{d^2x_2}{dt^2} + k\frac{dx_2}{dt} + p_0^2 x_2 - q^2 x_1 = -\frac{e}{m}X.$$

Wenn X periodisch variiert, folgt daraus:

$$x_1 = x_2 = -\frac{e}{m}X\frac{(-p^2 + kip + p_0^2) + q^2}{(-p^2 + kip + p_0^2)^2 - q^4},$$

was schließlich durch Kürzung zu

$$x_1 = x_2 = -\frac{e}{m}X\frac{1}{-p^2 + kip + p_0^2 - q^2}$$

wird.

Weiter verfahren wir in der üblichen Weise, indem wir

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\frac{\Sigma ex'}{x'}$$

setzen. Hier ist $\Sigma ex' = -Ne(x_1' + x_2')$, wo N die Molekelzahl in der Volumeinheit bedeutet. Durch Einsetzen der Werte für x_1 und x_2 erhalten wir:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi N\frac{e^2}{m}\frac{2}{-p^2 + kip + p_0^2 - q^2}.$$

Das ist aber der bekannte Drudesche Ausdruck für die Dispersion eines Mediums mit einem einzigen Absorptionsstreifen. Das Maximum der Absorption liegt bei der Frequenz

$$p_2 = \sqrt{p_0^2 - q^2}.$$

Im Absorptionsspektrum fehlt also eine Linie, welche im Emissionsspektrum vorhanden war[1]).

1) Bei der Besprechung des entsprechenden Falles in A. Garbassos „Vorlesungen über theoretische Spektroskopie" (S. 139) übersieht der Verfasser, daß in seiner entgültigen Formel ε' gleich Null sein soll; darum erhält er ein von dem meinigen abweichendes Resultat. Dasselbe gilt auch von dem auf S. 145 Gesagten.

Zu demselben Resultat gelangen wir aber, wenn wir uns zu dem allgemeinen Falle mehrerer gekoppelten Elektronen wenden. (Vergl. J. J. Thomson, Phil. Mag. S. VI, v. 7., S. 237). Das erwähnte Resultat beansprucht deswegen allgemeine Bedeutung.

Die Ursache dieser Besonderheit läßt sich folgenderweise erklären. Wie es in der Theorie zweier gleichen gekoppelten Systeme dargelegt wird, besteht aus den zwei möglichen Eigenperioden die eine allein, wenn beide Systeme in derselben Phase schwingen, die andere allein, wenn die Phasen entgegengesetzt sind. In allen übrigen Fällen kommen beide Eigenschwingungen zum Vorschein. Nun ist bei freien Schwingungen jeder dieser Fälle möglich. Wenn aber die Schwingungen erzwungen sind, so wirkt, wegen der Kleinheit der Molekeldimensionen gegen die Wellenlänge, stets dieselbe erregende Kraft auf beide Elektronen. Darum immer eine konphase Bewegung und auch eine einzige Eigenperiode.

Moskau, 29. März 1911.

(Eingegangen 1. Mai 1911.)

Über das Verhalten des Trabanten —0,121 Å.-E. der Quecksilberlinie 5790 Å.-E. im magnetischen Felde.

Von Harald Lunelund.

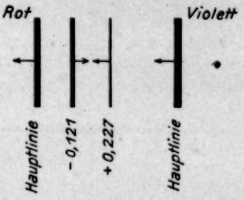
In einem vor einiger Zeit erschienenen Aufsatz hat Gmelin[1]) die Aufmerksamkeit auf das eigenartige Verhalten der Quecksilberlinie 5789,88 im magnetischen Felde gelenkt. In meiner ungefähr gleichzeitig veröffentlichten Dissertation[2]) habe ich den transversalen Zeeman-Effekt dreier Trabanten (+0,227, +0,131 und —0,121). der Quecksilberlinie 5790 behandelt, jedoch nur +0,227 ausführlicher beschrieben. Zur Vervollständigung der Angaben betreffs des Trabanten —0,121 sei daher noch folgendes mitgeteilt.

Es sei hervorgehoben, daß ich die parallel und senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Komponenten getrennt beobachtete. Es werden hier nur die parallel schwingenden Komponenten von —0,121 berücksichtigt.

Bezüglich des Näheren über das als Dispersionsapparat verwendete 35stufige Gitter und die als Lichtquelle dienende Quarzamalgamlampe sowie die Bestimmung der magnetischen Feldstärke sei auf die Dissertation hingewiesen.

1) P. Gmelin, diese Zeitschr. **11**, 1193, 1910.
2) Harald Lunelund, Über die Struktur einiger Spektrallinien und ihren Zeeman-Effekt in schwachen Magnetfeldern, S. 69 (Helsingfors 1910); Ann. d. Phys. **34**, 529, 1911.

Während die mittlere Komponente der Hauptlinie 5790 sich im Magnetfelde proportional dem Quadrat der Feldstärke nach Rot verschiebt[1]), bewegt sich die parallel schwingende Komponente des Trabanten —0,121 nach Violett. Die Verschiebung, die okular deutlich wahrgenommen wurde, ist in der Figur durch einen Pfeil angedeutet. Da die Mittellinie von +0,227 stark nach Rot rückt, so nimmt die gegenseitige Entfernung der beiden Trabanten mit wachsender Feldstärke bedeutend ab. Bei —0,121 habe ich keine okularen Messungen angestellt; die in der beistehenden Tabelle enthaltenen Zahlen sind durch nachträgliches Ausmessen einiger im Sommer 1910 in Göttingen während der Dissertationsarbeit aufgenommenen Photogramme erhalten worden.



Die Entfernung zwischen —0,121 und der Hauptlinie wurde bestimmt und daraus die Verschiebung der ersteren Linie berechnet. Dabei ist natürlich zu berücksichtigen, daß die Hauptlinie nach der entgegengesetzten Richtung wandert. Die Korrektion habe ich nach den Angaben Gmelins[2]) bei den von mir benutzten Feldstärken 2800, 4035, 4835 und 5590 Gauß zu bezw. 0,0003, 0,0007, 0,0010, 0,0013 Å.-E. bestimmt.

Die Tabelle gibt einen Überblick über die Ergebnisse der Messungen.

H (Gauß)	Verschiebung $\delta\lambda$ (Å.-E.)	$\frac{\delta\lambda}{H}\cdot 10^6$	$\frac{\delta\lambda}{H^2}\cdot 10^9$
2800	0,011(2)	4,00	1,43
4035	0,022(0)	5,45	1,35
4835	0,033(5)	6,93	1,43
5590	0,040(5)	7,25	1,30

Die Übereinstimmung zwischen den Werten von $\frac{\delta\lambda}{H^2}$ untereinander ist auch innerhalb dieser verhältnismäßig engen Grenzen der Feldstärken bedeutend besser als die von $\frac{\delta\lambda}{H}$, bei höherer Feldstärke würde sich der Unterschied noch fühlbarer machen. Die Verschiebung findet also

1) P. Gmelin, diese Zeitschr. **9**, 212, 1908.
2) Gmelin, l. c.

proportional dem Quadrat der Feldstärke, statt. Das Mittel aus den Werten von $\frac{\delta\lambda}{H^2}\cdot 10^9$ ist 1,38.

Die Abweichungen der Werte für $\frac{\delta\lambda}{H^2}\cdot 10^9$ bei den verschiedenen Feldstärken sind erklärlich, da sowohl Hauptlinie als Trabant ziemlich breit waren und genaue Einstellungen dadurch erschwert wurden. — Bei okularer Beobachtung in einem Felde von etwas mehr als 6000 Gauß erschien der Trabant sogar doppelt, aber auf den Photogrammen — also bei geringerer Feldstärke — war die Zerlegung kaum sichtbar. Es wurde darum beim Ausmessen auf den Schwerpunkt der Linien eingestellt. — Die parallel schwingende Komponente von —0,121 war stets breiter als diejenige von +0,227.

Da der Zeeman-Effekt bei den Trabanten der Quecksilberlinie 5790 vieles an Interesse bietet, so habe ich durch obige Vervollständigung meiner früheren Angaben zur Aufklärung der Tatsachen beitragen wollen.

Helsingfors, den 11. April 1911.

(Eingegangen 15. April 1911.)

Die Knickfestigkeit gerader Stäbe.

Von Fr. Engeßer.

In dem mir leider sehr verspätet zur Kenntnis gelangten Artikel über die Knickfestigkeit gerader Stäbe in dieser Zeitschrift (**9**, 136, 1908) leitet Herr v. Kármán die für Spannungen außerhalb Elastizitätsgrenze gültige Knickformel ab mit dem Bemerken, daß die richtige Lösung der Frage seines Wissens noch nicht veröffentlicht sei. Er führt dabei auch meine in der Zeitschrift des Arch.- u. Ing.-Vereins zu Hannover 1889 erschienene Abhandlung an, auf deren hinfällige Schlußweise er von Professor Prandtl aufmerksam gemacht worden sei. Den beiden Autoren waren, nach diesen Bemerkungen zu schließen, meine späteren Veröffentlichungen über den fraglichen Gegenstand unbekannt geblieben. Ich hatte schon im Jahre 1895 die Entwicklung selbst richtig gestellt und als erster die richtige Lösung der Frage in verschiedenen technischen Zeitschriften veröffentlicht (vgl. Schweizerische Bauzeitung 1895, II, S. 24; Zentralblatt der Bauverwaltung 1896, S. 492; Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure 1898, S. 927), was ich hiermit auch in dieser Zeitschrift feststellen möchte.

Karlsruhe, im Mai 1911.

(Eingegangen 7. Mai 1911.)

Tagesereignisse.

Die Chemikerverbände von Deutschland, England und Frankreich haben sich unter Mitwirkung von Wilhelm Ostwald, Hermann Wichelhaus und Paul Jacobson von der Deutschen Chemischen Gesellschaft, P. Frankland, Raphael Meldola und Sir William Ramsay von der Chemical Society und A. Bébal, Albin Haller und R. Hanriot in Paris zu einer **Association Internationale des Sociétés chimiques** verbunden, die allmählich alle Chemikerverbände mit dem Zwecke der Beschäftigung mit Fragen von allgemeinem und internationalem Interesse für die Chemie umfassen soll. Erster Präsident ist Professor Dr. Wilhelm Ostwald in Groß-Bothen bei Leipzig. Die nächste Zusammenkunft ist für April 1912 in Berlin geplant.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Für Chemie: an der Universität Wien Dr. Anton Keilan, an der Universität Göttingen Dr. Ernst Wilke-Dörfurt, an der Universität Würzburg Dr. Kurtius Langheld.

Ernannt: Der Professor der Chemie am Polytechnikum in Riga Dr. Paul Walden zum ord. Akademiker der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in St. Petersburg (mit dem Recht auf Beibehaltung seiner Rigaer Stellung), Dr. R. Casemade zum Professor der analytischen Chemie an der Universität Barcelona, der a. o. Professor an der Universität Graz Dr. Karl Hillebrand zum ord. Professor der Astronomie ebenda, Dr. Johannes Schröder in Montevideo zum ord. Professor für Chemie und Agrikulturchemie an der jetzt selbständigen Landwirtschaftlichen Hochschule daselbst, der a. o. Professor für Chemie und Physik an der Ecole préparatoire de médicine et de pharmacie in Angers Dr. Jean Allonic zum ord. Professor der Chemie und Toxikologie an derselben Hochschule an Stelle von Professor Aristide Tesson, der in den Ruhestand tritt, der ord. Professor an der Universität Klausenburg Dr. Lipot Fejer zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Budapest.

Neuer Lehrauftrag: Dem ord. Professor der Mathematik an der landwirtschaftlichen Hochschule Poppelsdorf Dr. Philipp Furtwängler für höhere Geodäsie an der Universität Bonn.

Gestorben: Der Chemiker Dr. Winzheimer, Vorstand der Wissenschaftlichen Abteilung der Firma J. D. Riedel in Berlin, die Astronomin Wilhelmine Paton-Fleming, Vorsteherin der Abteilung für astronomische Photographie am Harvard College Observatory in Cambridge, der Professor der Chemie an der University of South Dr. Cameron Pigotty, der a. o. Professor der chemischen Pharmazie an der Universität Göttingen Geh. Reg.-Rat Dr. Karl Polstorff.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.